



Plantes, gouttes, jets, grains: Quelques problèmes aux interfaces liquides ou élastiques.

Xavier Noblin

► To cite this version:

Xavier Noblin. Plantes, gouttes, jets, grains: Quelques problèmes aux interfaces liquides ou élastiques..
Matière Molle [cond-mat.soft]. Université Nice Sophia Antipolis, 2011. tel-00856507

HAL Id: tel-00856507

<https://theses.hal.science/tel-00856507>

Submitted on 1 Sep 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

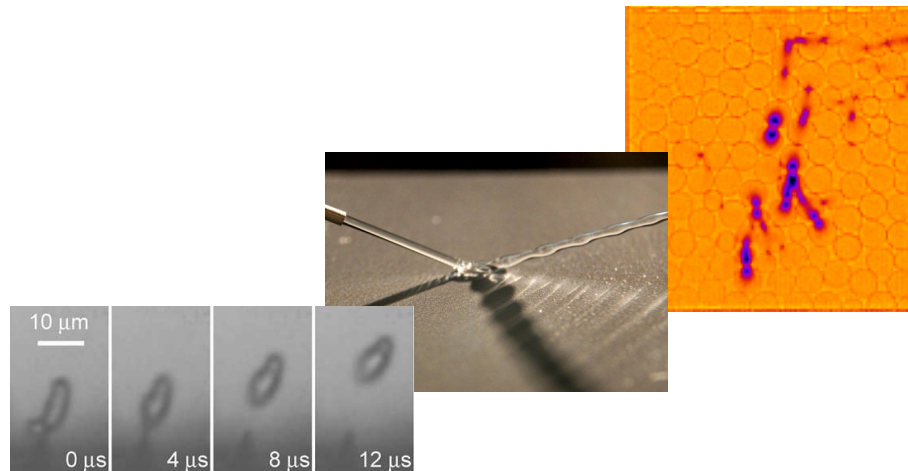
MANUSCRIT PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION DE :
L'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES
DE L'UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS

présentée par :

Xavier NOBLIN

Plantes, gouttes, jets, grains :

Quelques problèmes aux interfaces liquides ou élastiques.



Soutenance prévue le 16 décembre 2011

Devant le jury composé de :

Mme.	Françoise Brochard-Wyart	Examineur
Mme.	Elisabeth Charlaix	Rapporteur
M.	Christophe Coste	Rapporteur
M.	Yves Couder	Examineur
M.	Jean-Christophe Gémard	Examineur
M.	David Quéré	Rapporteur

Aristote : "La science consiste à passer d'un étonnement à un autre"

A Claire, Paul et Camille.

Table des matières

Introduction	5
I Gouttes et jets : vibrations et impact	11
I.1 Introduction	11
I.2 Rappels sur le mouillage	12
I.3 Impacts, rebonds, vibrations : nos travaux.	19
I.4 Vibrations de gouttes.	19
I.5 Vibrations et dynamique non linéaire	22
I.6 Rebonds de jets.	24
I.7 Surfaces superhydrophobes et superoléophobes	27
Bibliographie	30
II Biophysique végétale	33
II.1 Introduction	33
II.2 Problématiques physiques en biologie végétale	34
II.3 Transport dans les feuilles et biomimétisme	38
II.4 Mouvements rapides : spores de champignons	40
II.5 Mouvements rapides : spores de fougères	45
Bibliographie	55
III Ondes sonores dans les granulaires	55
III.1 Introduction	55
III.2 Les milieux granulaires	56
III.3 Etat de l'art : contact entre grains et ondes sonores	58
III.4 Nos expériences : dispositifs, grains cylindriques, photoélasticité	69
III.5 Chaîne 1d linéaire	74
III.6 Chaîne 1d non linéaire	77
III.7 Empilement 2d	81
Bibliographie	91

IV Projets actuels et perspectives	93
IV.1 Introduction	93
IV.2 Dynamique de jets : électromouillage	93
IV.3 Ondes sonores dans les granulaires	94
IV.4 Dynamique de bulles : ANR CAVISOF T	94
IV.5 Optofluidique	96
Conclusion	99
Curriculum vitae	101
Activité d’encadrement	103
Publications personnelles	105

Introduction

J'avais déjà commencé à être fasciné par la matière molle, celle qui nous entoure, sur laquelle on a prise, avec laquelle on peut expérimenter simplement, même tout petit, sans aucun appareil, depuis... très longtemps. On pourra citer mes tentatives de confectionner des gels (c'étaient nos jouets à la mode) avec de la farine qui s'arrêtaient toujours au bout de quelques jours et l'apparition inéluctable de moisissure (de champignons donc... on y reviendra). A la lecture de "La juste argile" (M. Daoud et C. Williams eds. Les éditions de physique. (1995)), il y a plus de 15 ans, j'ai pu constater que cette "matière molle" était l'objet de recherches intenses, notamment sur les interfaces liquides (premier chapitre de Françoise Brochard-Wyart). Il y a un peu moins de 15 ans j'avais pu continuer à me passionner pour le sujet en écoutant les cours d'Elisabeth Charlaix. Au cours de ma thèse commencée il y a 10 ans sous la direction de Françoise Brochard-Wyart, j'ai étudié avec un immense plaisir différents phénomènes de mouillage et de démouillage inertiels, sur substrat solide et liquide et concrétisé ma vocation.

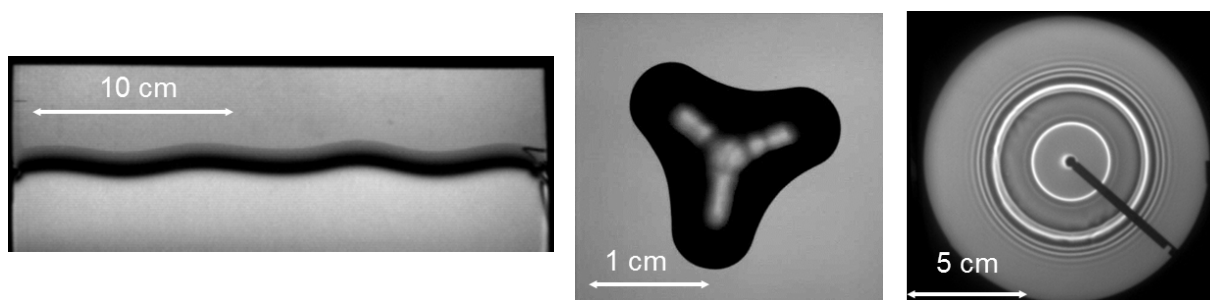


FIGURE 1 – Mouillage et Démouillage Inertiels : Triplons, Flaques vibrées, Ondes de chocs

Ainsi pendant ma thèse (De 2001 à 2004 au Laboratoire Physico-Chimie Curie) nous avons étudié, avec Françoise Brochard-Wyart et Axel Buguin la statique et la dynamique d'une ligne triple flottante. Nous avons mesuré la force exercée par la ligne lorsqu'on la déforme (tensiomètre de ligne) et la relation de dispersion des ondes se propageant le long de la ligne ("Triplons"). Nous avons ensuite étudié l'effet de vibrations verticales (fréquence ω_E) sur des flaques d'eau déposées sur un substrat solide. Au dessus d'un premier seuil en amplitude, on observe le décrochement de la ligne, le rayon de la flaque oscille. Au-dessus d'un deuxième seuil, on a pu observer des fluctuations du contour de la flaque à la fréquence $\omega_E/2$ (instabilité paramétrique). Nous avons enfin étudié la dynamique de démouillage à grande vitesse d'un film d'eau flottant sur un liquide non miscible. On a mesuré la vitesse d'ouverture V en fonction de l'épaisseur e du film. Lorsque V dépasse la vitesse des ondes de surface, on observe des ondes de chocs en avant et en arrière du bourrelet collectant l'eau (*voir références à la fin du document*).

Après ce premier chapitre de ma vie scientifique, j'ai décidé de partir en Post-doc à l'Université d'Harvard, travailler avec des biologistes des plantes (de 2004 à 2006). Cela constituait un certain challenge, avec des inconnues, surtout en parlant à mon entourage scientifique qui y voyait, un peu avec raison, des motifs d'incertitudes quant à la cohérence de mon parcours le jour où j'aurais le grand honneur de faire face à ces incontournables et fameuses commissions de spécialistes et autres jurys... C'est ce qui m'a attiré, de nouveau j'ai pu avec plaisir accrocher mes rêves de découvertes à des objets des plus familiers : fougères, arbres, champignons. J'ai non seulement pu constater l'enthousiasme de ces nouveaux collègues biologistes, l'intérêt et le plaisir de rejoindre nos forces en travaillant à la frontière entre disciplines mais surtout, j'ai pu continuer dans la voie que j'avais commencé à tracer : à savoir les interfaces.

Le troisième chapitre commence en octobre 2006, ayant obtenu un poste de chargé de recherche au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée à Nice. Encore une fois ma tentation d'explorer ce monde des interfaces s'est diversifiée. Ça a été d'abord, sous l'impulsion de Jean Rajchenbach, l'occasion d'étudier cette fois des interfaces solides, mais elles aussi déformables et donc de me mettre à l'étude des milieux granulaires avec toujours le même plaisir. J'ai aussi pu continuer sur des phénomènes de mouillage avec Franck Celestini et d'autres activités encore décrites dans le manuscrit. Enfin, de manière plus récente, nous nous sommes mis activement dans le cadre d'un projet ANR jeunes dont je suis le porteur, avec Médéric Argentina, Franck Celestini et Christophe Raufaste, à étudier le monde fantastique de la dynamique de bulles.

Ce manuscrit reflète ainsi mon activité scientifique, en tant que Post-doc et chargé de recherche au LPMC. Celle-ci s'articule on l'a maintenant bien compris autour d'un thème central : les phénomènes aux interfaces, qu'elles soient fluides ou élastiques.

Le mot **"Interface"** peut décrire de multiples choses. Dans un contexte globalement scientifique, on entendra des recherches à l'interface entre disciplines... sens qu'il convient d'emprunter puisqu'une partie des travaux présentés se situe entre Physique et Chimie ou Physique et Biologie. De manière plus précise, en physique de la matière condensée, une interface est la zone plutôt étroite qui sépare deux composés différents ou deux phases d'un même produit. Nous verrons qu'il peut s'agir des différents couples possibles : liquide/gaz, liquide/solide, liquide/liquide, solide/gaz, solide/solide... On peut citer comme exemples, que l'on retrouvera dans la suite : les gouttes, les bulles, les jets, les surfaces superhydrophobes, les surfaces solides déformables en contact, les parois de microcanaux ou de structures végétales... De manière générale, la physique des interfaces devient fondamentale pour décrire un système lorsque celui-ci voit sa taille diminuer. En effet lorsque cela se produit, le rapport surface/volume augmente et avec lui les effets dus aux interfaces. On le verra par exemple simplement à travers le nombre de Bond qui traduit le rapport de longueurs caractéristiques. Mais on verra aussi que c'est la rugosité de surfaces solides élastiques à des échelles microniques qui confère à un système macroscopique ses principales propriétés.

Pour être un peu plus précis sur le fil conducteur de mon travail, je me suis ainsi intéressé à des interfaces déformables, quelles soient fluides ou solides. En effet de par leur géométrie, ces dernières peuvent être aussi très déformables.

Concernant les interfaces liquide/gaz ou liquide/solide, les phénomènes que nous allons décrire

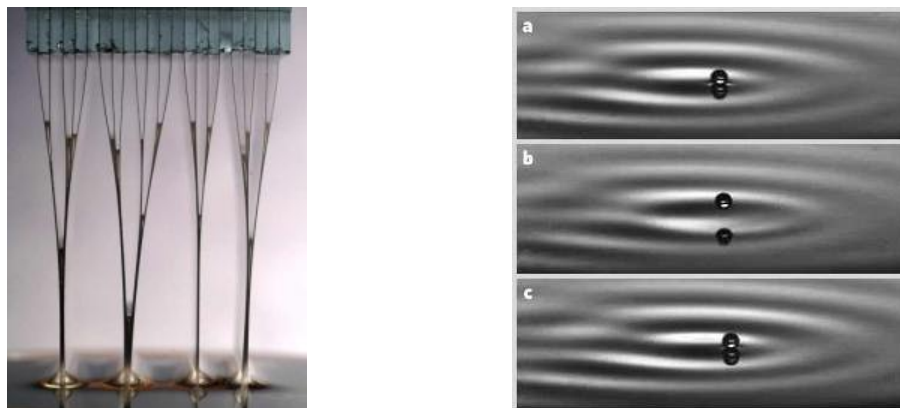


FIGURE 2 – Gauche : Elastocapillarité (Bico et al. NATURE, **432** (2004)). Droite : Goutte marcheuse (Couder et al. NATURE, **437** (2005)).

mettent en jeu de manière prépondérante la tension de surface, on appelle cela la capillarité. A l'échelle microscopique, ces phénomènes proviennent des interactions intermoléculaires, notamment leur partie attractive qui n'est plus équilibrée au niveau d'une interface. Ces forces peuvent se traduire macroscopiquement par une élasticité des interfaces liquides que l'on ressent à l'échelle du millimètre pour des gouttes ou des jets. Ce sont ces mêmes interactions qui sont à l'origine de pressions négatives dans les plantes, cela permet la montée de sève à des hauteurs et des vitesses considérables dans les arbres, mais aussi l'éjection rapide de spores de fougères. Ces systèmes sous tension se retrouvent très loin de l'équilibre thermodynamique. Lors de variation de température ou d'humidité, on pourra observer des phénomènes d'évaporation qui permettent de générer des flux hydrodynamiques, lors de variations de pression, on aura génération de contraintes voire de changement de phase violent (cavitation).

Les contraintes élastiques de compression et de tension dans un solide sont aussi le reflet à l'échelle macroscopique des interactions microscopiques entre les molécules. De la même façon que dans les liquides, la présence d'interfaces favorise l'émergence de comportements particuliers. Ainsi du point de vue géométrique, une interface solide peut présenter une rugosité à l'échelle microscopique comme macroscopique (forme globale) qui va être déterminante pour le comportement macroscopique d'un système qui verrait une multitude de telles interfaces mises en contact. Les phénomènes élastiques se concentrent au niveau de ces interfaces déformées et dictent le comportement général du système. Nous verrons que cela est très important pour décrire la propagation d'ondes acoustiques dans un milieu granulaire. Au contraire sous tension un solide ou un fluide complexe va ultimement se fracturer, alors que pour des liquides simples le phénomène analogue sera la formation de bulles... dans les deux cas les interactions attractives entre molécule se seront révélées insuffisantes par rapport aux contraintes externes appliquées, et on aura génération de nouvelles interfaces au sein du matériau.

Je présente ci-dessous le plan du mémoire qui comporte ainsi quatre chapitres, je me suis efforcé dans ces différentes parties du manuscrit, de faire des rappels simples des concepts ou de l'état de l'art du domaine, puis de présenter nos différents résultats obtenus, et leur interprétation. J'espère ainsi faire partager ma curiosité sur de multiples sujets en essayant d'en extraire les leviers fondamentaux. Le quatrième chapitre présente les perspectives de ces recherches. Il faut noter que dans cette partie un travail certain a déjà été accompli, mais n'a pas encore été publié. On décrit donc essentiellement

dans les chapitres qui suivent ce qui a été publié dans des articles, des actes, ou la thèse de G. Huillard (sur les ondes sonores dans les milieux granulaires). Ce dernier sujet est présenté avec un peu plus de détail car il s'appuie moins que les autres sur des articles que l'on peut trouver en complément de ce manuscrit.

- Le **chapitre I** est consacré aux expériences relatives aux phénomènes de mouillage.

Je présente d'abord notre étude, dans le prolongement de mon travail de thèse, sur la vibration de gouttes soumises à une accélération à la fois verticale et horizontale. On a pu observer ainsi observer leur déplacement. Ensuite, par analogie avec le rebond de gouttes, nous avons étudié un système constitué d'une bille métallique rebondissante sur une membrane élastique de PDMS vibrée. Nous avons mis en évidence une dynamique et une approche vers le chaos sensiblement différentes de celles d'une balle rebondissant sur un substrat rigide ("bouncing ball"). En allant au-delà de l'expérience de lâché de goutte sur une surface superhydrophobe, nous avons montré expérimentalement qu'il est possible de faire rebondir un jet sur une surface solide. Enfin, en collaboration avec l'équipe de chimistes du CMOM de F. Guittard, sur le campus, nous avons élaboré une nouvelle méthode de préparation de surfaces superhydrophobes et superoléophobes multiéchelles.

- Le **chapitre II** aborde les travaux réalisés dans le domaine de la biophysique végétale.

Les végétaux regorgent de stratégies inédites dans le monde du vivant, utilisant de manières optimales les lois de la physique. J'ai découvert ce domaine en Post-doc en travaillant avec des équipes de biologistes des plantes et de physiciens de l'Université de Harvard (M. Holbrook, M. Zwieniecki, J. Dumais (OEB), L. Mahadevan, D. Weitz (DEAS)). Le premier sujet concerne la fabrication de systèmes microfluidiques simples mimant la fonction évaporative des feuilles. Nous avons pu expliquer une loi d'échelle présente dans la nature quant à la relation entre l'épaisseur d'une feuille et la distance entre ses veines. J'ai ensuite étudié un exemple de mouvement rapide chez les champignons fondé sur la coalescence d'une goutte micrométrique. Ce phénomène explique l'éjection rapide des spores chez la plupart des champignons comestibles (plus précisément ceux de la famille Basidiomycetes). J'ai continué de collaborer avec J. Dumais sur autre mécanisme de dynamique rapide chez les végétaux : l'éjection de spores de fougères. Chez les fougères, les capsules (sporangies) contenant les spores se comportent comme une catapulte déclenchée par l'apparition de bulles de cavitation lorsque la pression devient trop faible. Nous avons étudié ce mouvement rapide assez complexe. Nous avons ensuite développé des systèmes artificiels.

- Le **chapitre III** traite des phénomènes de propagation d'ondes dans les milieux granulaires.

La propagation d'ondes acoustiques dans des milieux granulaires revêt une importance tant sur le plan fondamental (propagation en milieu non linéaire et désordonné) que pour ses applications en géophysique (ondes sismiques, explosion, ondes de choc..) ou en ingénierie (sonde non intrusive, vibrations, isolation). Nous présentons ici les différents résultats obtenus par une approche innovante lancée par J. Rajchenbach : l'observation par photoélasticité dynamique de la propagation d'onde dans des empilements de grains cylindriques. Nous avons pu mesurer la vitesse des ondes linéaires à 1d et quantifier les effets de la rugosité des surfaces en contact, ainsi que les effets de dissipation. Nous avons ensuite étudié les ondes non linéaire se propageant à 1d. Enfin nous présentons le premiers résultats

obtenus sur des empilement 2d, pour lesquels on a pu voir que la transposition 1d - chaîne de force à 2d est plus subtile qu'attendue pour ce qui est de la vitesse des ondes.

- Dans le **chapitre IV** on évoque les projets actuels et les perspectives.

Nous exposons là notre travail actuel sur le mouillage, les ondes dans les milieux granulaires et surtout le développement de notre projet ANR Jeunes "CAVISOF" sur la dynamique de bulles.

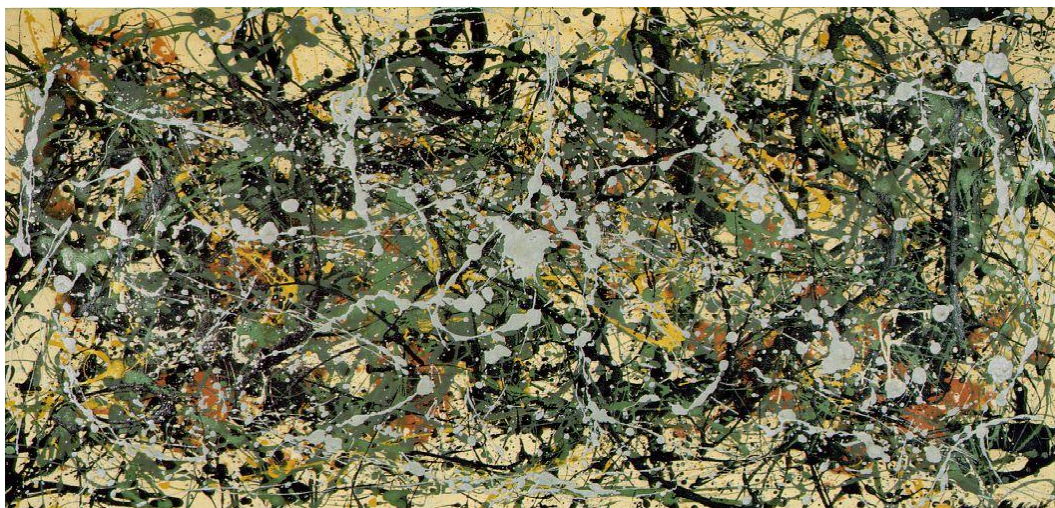


FIGURE 3 – Impact de gouttes et de jets. Jackson Pollock, *Number 8*, 1949.

Chapitre I

Gouttes et jets : vibrations et impact

Sommaire

I.1	Introduction	11
I.2	Rappels sur le mouillage	12
I.2.1	Interface liquide et forces intermoléculaires	12
I.2.2	Tension interfaciale	12
I.2.3	Force capillaire	13
I.2.4	Loi de Laplace	13
I.2.5	Loi de Young-Dupré	13
I.2.6	Superhydrophobie	14
I.2.7	Hystérésis	14
I.2.8	Gravité, longueur capillaire et nombre de Bond	15
I.2.9	Dynamique de la ligne triple, Nombre Capillaire	16
I.2.10	Effet inertiel, nombre de Weber	17
I.2.11	Vibrations, impacts de gouttes, impact de jets	17
I.3	Impacts, rebonds, vibrations : nos travaux.	19
I.4	Vibrations de gouttes.	19
I.5	Vibrations et dynamique non linéaire	22
I.6	Rebonds de jets.	24
I.7	Surfaces superhydrophobes et superoléophobes	27
	Bibliographie	30

I.1 Introduction

Les phénomènes de mouillage sont omniprésents dans la vie courante et présentent de nombreuses applications industrielles. Qui n’a pas observé les lentilles d’huile à la surface de l’eau, les gouttelettes accrochées sur les vitres, les poêles anti-adhésives, les tissus gore-tex ou les revêtements de pare-brise sur lesquels peuvent rouler les gouttelettes de pluie. Aujourd’hui le développement de la microfluidique permet d’envisager de nouvelles applications qui utilisent directement des gouttes avec de nombreux avantages ; leur contrôle (déplacement, coalescence...) devient primordial. Tout a vraiment commencé au XIX^{ème} siècle avec l’introduction de la notion de tension de surface et la description des phénomènes

de capillarité (Young, Laplace). Ensuite, beaucoup d'études ont concerné les phénomènes aux interfaces comme les ondes capillaires, les oscillations de gouttes libres... Ce n'est qu'à la fin du XX^{ème} siècle que l'on a pu expliquer les phénomènes dynamiques relatifs à l'étalement d'une goutte sur un solide et traiter le rôle des forces à longues portées (Van der Waals..) sur les propriétés de mouillage. Le développement des méthodes de préparation de surfaces, comme les techniques d'observation et de mesures y sont pour beaucoup. L'eau n'a pas souvent été le liquide de choix pour comprendre ces phénomènes, il reste encore beaucoup à comprendre lorsque les phénomènes inertiels sont importants.

Je présente ci-dessous quelques rappels sur le mouillage et sur des études antérieures proches de nos sujets. J'aborde ensuite les différentes expériences que nous avons réalisées sur l'effet de vibrations couplées sur des gouttes, de vibrations sur un système élastique analogue à un système fluide, l'impact de jets, la fabrication de surfaces superhydrophobes et superoléophobes...

I.2 Rappels sur le mouillage

I.2.1 Interface liquide et forces intermoléculaires

Une interface sépare un corps sous deux phases (ex : de l'eau et sa vapeur) ou deux corps différents (de l'eau et de l'huile, du verre et de l'eau). C'est une zone peu mince par rapport aux autres longueurs du problème, elle est définie par son aire A . Cette aire tend à être minimale car elle possède une certaine énergie : la tension interfaciale. Voici deux siècles, Laplace et Young ont interprété ce phénomène à l'aide des forces intermoléculaires attractives qui assurent la cohésion des phases condensées. Considérons d'abord une interface Liquide/Vapeur : chaque molécule prise dans le volume est entourée en moyenne d'un certain nombre de voisines, à l'interface ce nombre est divisée par 2. En considérant une énergie de cohésion par molécule ε en volume, on constate qu'à l'interface, cette énergie vaut $\varepsilon/2$. Par conséquent amener une molécule du volume vers l'interface coûte une énergie $\varepsilon/2$. La tension interfaciale est cette énergie par unité d'aire [1]-[2]. Une molécule à l'interface est comme à moitié arrachée au liquide, mais celui-ci luttant pour sa cohésion n'aime pas ça et en fait payer le prix. Cette interprétation s'étend à tous les types d'interfaces en considérant les forces d'interaction entre molécules d'une même phase et des deux phases en contact. Les valeurs typiques sont de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-1} J.m^{-2} pour les liquides avec leur vapeur ou d'autres liquides, et jusqu'à quelques J.m^{-2} pour les métaux et certains solides non métalliques.

I.2.2 Tension interfaciale

La tension interfaciale est le travail élémentaire à fournir pour augmenter d'une unité l'aire A de l'interface [1]-[2] : $\delta W = \gamma dA$. En terme d'énergie libre, pour N_i molécules de chaque phase : $\gamma = \left(\frac{\partial F}{\partial A} \right)_{T, V, N_i, \text{déformations...}}$

I.2.3 Force capillaire

Pour une interface rectangulaire de coté L on peut écrire le travail élémentaire :

$$\delta W = \gamma dA = \gamma L dx = F dx$$

La tension interfaciale représente donc aussi la force par unité de longueur que l'interface oppose à l'augmentation de son aire. On peut donc l'exprimer en $N.m^{-1}$.

I.2.4 Loi de Laplace

On considère un élément d'interface courbée dS à l'équilibre séparant deux phases fluides A et B, orienté de A vers B, caractérisé par ses deux rayons de courbures selon deux directions orthogonales : R_1 et R_2 . De chaque côté de l'interface la pression vaut P_A et P_B . On réalise un bilan des forces tangentielles et normales à la surface au niveau de chacun des quatre côtés. Les forces tangentielles s'annulent, alors que le bilan des forces normales conduit à la loi de Laplace :

$$P_A - P_B = \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{2\gamma}{R} \quad (I.1)$$

R est le rayon de courbure moyen et ne dépend pas des axes choisis (R_1 et R_2 en dépendent).

I.2.5 Loi de Young-Dupré

On considère une goutte de liquide A que l'on dépose sur un substrat B solide ou liquide. On définit le paramètre d'étalement S comme la différence d'énergie libre par unité de surface entre la situation substrat nu et celle avec le substrat recouvert d'un film de liquide A (γ_A et γ_B sont les tensions interfaciales de A et B avec leur vapeur) : $S = \gamma_B - (\gamma_A + \gamma_{AB})$

Lorsque $S > 0$, le liquide A s'étale complètement sur le substrat B, on parle de mouillage total.

Lorsque $S < 0$, la configuration de plus faible énergie est le substrat B nu, une goutte du liquide A ne s'étalera pas dessus. On parle dans ce cas de mouillage partiel. On considère un solide S en contact avec une goutte de liquide L et sa vapeur V dans cette situation. La goutte s'appuie sur le substrat solide en faisant un angle avec l'horizontale appelé angle de contact θ_E . Cet angle est déterminé par un bilan horizontal des forces au niveau de la ligne triple (ou ligne de contact) qui est le lieu d'intersection des trois interfaces (Fig. I.1).

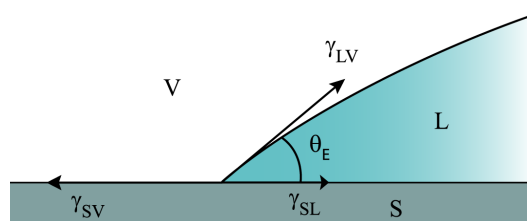


FIGURE I.1 – Bilan des forces au niveau d'une ligne triple Solide-Liquide-Vapeur.

A l'équilibre, la somme des forces agissant sur la ligne est nulle, on obtient ainsi la relation de Young-Dupré :

$$\gamma_{SL} + \gamma_{LV} \cos\theta_E = \gamma_{SV} \quad (\text{I.2})$$

Le bilan vertical des forces inclut une force de rappel du solide opposée à la force de tension de surface du liquide. Cela conduit à une déformation du solide au niveau de la ligne de contact de dimension atomique pour des solides usuels, mais nous le verrons ce bilan peut s'avérer utile dans certains problèmes comme le rebond de jet.

I.2.6 Superhydrophobie

Depuis longtemps on sait que la rugosité d'une surface peut induire des états de mouillage spéciaux. Wenzel en 1936 [3] puis Cassie et Baxter en 1944 [4] ont décrit de manière simple les variations de l'angle de contact ainsi induite. Dans le premier cas l'aire de contact est augmentée, mais dans le second cas, une goutte repose sur une faible partie de la surface solide, le reste étant de l'air, on appelle aussi cela l'état Fakir.

C'est seulement depuis une quinzaine d'années que des surfaces spéciales ont pu être développées, imitant la nature, et qui permettent d'atteindre des angles de contact proche de 180 degrés, cela a permis le développement d'applications industrielles mais aussi le développement d'un ensemble d'expériences nouvelles. Le moyen d'atteindre des angles de contact important consiste en la fabrication de surfaces qui cumulent hydrophobie de nature chimique et rugosité physique [5]-[10].

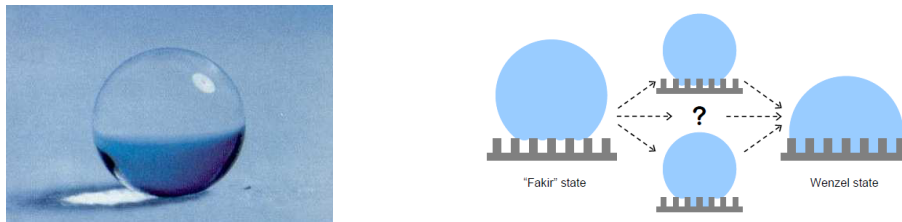


FIGURE I.2 – Gauche : goutte présentant un angle proche de 180° , tirée de [5]. Droite : états Cassie-Baxter, Wenzel et états intermédiaires, tiré de [10].

I.2.7 Hystérésis

L'angle de contact θ_E que l'on a défini pour un substrat solide correspond à une valeur d'équilibre. On ne l'obtient de façon unique que sur des surfaces modèles. Lorsqu'on dépose une goutte sur un substrat réel, présentant des défauts physiques (rugosité) ou chimiques, l'angle de contact que l'on obtient dépend de la façon dont on a déposé la goutte. Si l'on augmente lentement le volume de la goutte, puis qu'on arrête, l'angle obtenu est proche d'une valeur particulière appelée "angle d'avancée" : θ_a . Au contraire lorsqu'on aspire, l'angle est proche de l'"angle de reculée" : θ_r . On peut donc observer toutes les valeurs possibles dans l'intervalle $[\theta_r, \theta_a]$.

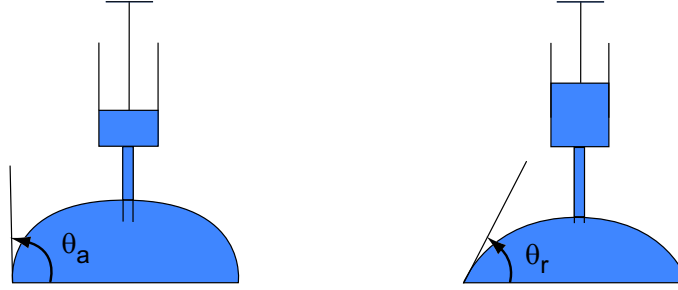


FIGURE I.3 – Angle d’avancée et de recul (à la limite de mouvement de la ligne de contact).

On caractérise l’hystérésis de l’angle de contact par la différence $\Delta\theta = \theta_a - \theta_r$ où la grandeur du même nom que nous définirons par : $H = \cos\theta_r - \cos\theta_a$. On verra aussi apparaître une force de résistance au mouvement de la ligne $F = \gamma H$.

Ce phénomène s’explique par les ”imperfections de la surface” : défauts physiques (rugosité) et chimiques (différences locales de composition). Sa description théorique reste à l’heure incomplète, mais une limite bien comprise est celle des défauts de surface dilués. Le mécanisme simple proposé par Joanny-de Gennes [11] utilise le travail fourni lors de l’ancrage et le décrochage de la ligne sur un défaut unique. Cela a un coût énergétique qui traduit l’élasticité de la ligne triple. Ainsi pour déplacer une ligne sur un substrat réel, il faut dépasser une force seuil (proportionnelle à l’hystérésis de l’angle de contact) directement reliée au travail à fournir pour se décrocher d’un défaut. On a ici une analogie avec le frottement solide.

I.2.8 Gravité, longueur capillaire et nombre de Bond

La forme des gouttes en mouillage partiel sur un substrat solide est déterminée par leur taille : les petites gouttes forment des calottes sphériques (régime de capillarité) alors que les grosses sont aplaties et forment des flaques (régime de gravité). On doit comparer le rayon des gouttes avec une longueur caractéristique appelée longueur capillaire (κ^{-1}) que l’on construit en égalant les termes de pression de Laplace et de pression hydrostatique :

$$\frac{\gamma_{LV}}{\kappa^{-1}} = \rho_L g \kappa^{-1}$$

où ρ_L est la masse volumique du liquide et g l’accélération de la pesanteur, on a :

$$\kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\gamma_{LV}}{\rho_L g}} \quad (\text{I.3})$$

Pour l’eau pure à 25°C, cette longueur vaut 2,71 mm. Pour des rayons de gouttes $R \ll \kappa^{-1}$ on sera en régime de capillarité, pour $R \gg \kappa^{-1}$, on sera en régime de gravité.

Ces notions se résument dans un nombre sans dimension appelé nombre de Bond, on défini : $Bo = \kappa^2 L^2$, avec L une dimension caractéristique du problème, qui est ici le rayon R : $Bo = \kappa^2 R^2$.

Le régime de capillarité correspond à $Bo \ll 1$, pour une goutte, en négligeant la gravité, la pression est constante dans tout le liquide et d’après la loi de Laplace, la courbure de l’interface est donc

constante, on a ainsi une forme de calotte sphérique qui s'appuie sur le substrat avec un angle θ_E .

Le régime de gravité correspond à $Bo \gg 1$, dans ce cas une goutte de rayon supérieur à la longueur capillaire va s'aplatir sous l'effet de son poids et former une crêpe (ou flaque) de gravité, d'épaisseur de l'ordre de la longueur capillaire.

I.2.9 Dynamique de la ligne triple, Nombre Capillaire

L'angle de contact au repos est l'angle de contact statique θ_E . Celui-ci est donné par la loi d'Young qui traduit l'équilibre des forces au niveau de la ligne de contact immobile. Lorsque l'angle de contact θ est différent de θ_E , les forces capillaires ne sont plus compensées et la ligne bouge (on considère pour l'instant une surface sans hystérésis). Si $\theta > \theta_E$, la ligne avance et si $\theta < \theta_E$ elle recule. On parle dans ce cas d'angle dynamique θ_D . Lorsque l'on fait un bilan des forces au niveau de la ligne de contact, on constate qu'à ce changement d'angle correspond une force F (par unité de longueur de la ligne), qui est celle avec laquelle on tire ou on pousse sur la ligne. On a $F = \gamma (\cos \theta_E - \cos \theta_D)$. On obtient expérimentalement des relations Force-Vitesse $F(V)$ ou $\theta_D(V)$. Ces courbes sont caractéristiques d'un couple solide/liquide. Leurs interprétations théoriques sont principalement fondées sur deux mécanismes : le premier, hydrodynamique, privilégie l'échelle macroscopique siège d'écoulements dans tout le liquide, le second fait intervenir des phénomènes moléculaires localisés à la ligne de contact. Ces deux mécanismes conduisent à deux modèles théoriques pour les relations $F(V)$, en réalité ils se produisent simultanément et un modèle global serait nécessaire pour interpréter au mieux le cas général du mouvement d'une ligne de contact.

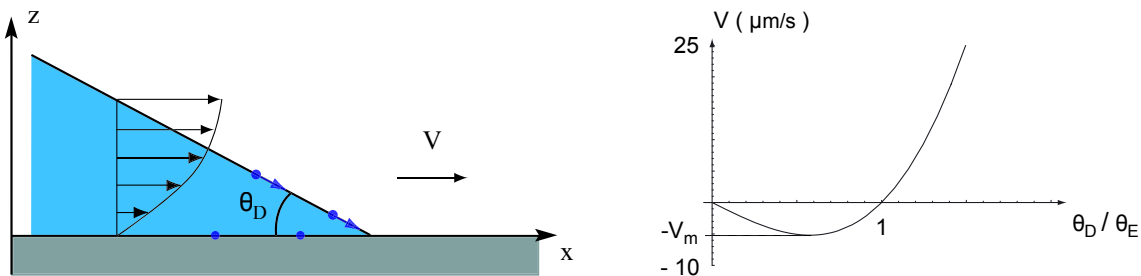


FIGURE I.4 – Gauche : profil de vitesse dans le coin de liquide. Une singularité apparaît au niveau de la ligne de contact car le gradient de vitesse devient infini. Droite : Vitesse de mouillage en mm/s pour de l'huile silicone en fonction de θ_D / θ_E ; avec $\eta = 1 \text{ Pa.s}$, $\gamma = 20 \text{ mN/m}$, $\theta_E = 22.5^\circ$, $\ell = 15$.

Dans l'**approche hydrodynamique**, on décrit la zone de l'interface proche de la ligne comme étant un dièdre d'angle θ_D , la ligne est supposée ici avancer (le calcul est identique au recul) [12]-[13]. Le mouvement est considéré stationnaire et on néglige le terme inertiel de l'équation de Navier Stokes. Le profil de vitesse est donc parabolique, avec une vitesse nulle au niveau du substrat et une contrainte nulle à l'interface. L'intégrale de $v(z)$ sur une section verticale du coin de liquide définit la vitesse moyenne V du coin donc de la ligne de contact ; à l'interface, la vitesse atteint 1,5 fois V : les particules fluides y sont plus rapides. On peut associer ce phénomène au mouvement d'un tank qui progresse à la vitesse globale V , mais dont les chenilles sont plus rapides et roulent sous le char. Les particules fluides de l'interface suivent le même mouvement (Fig. I.4).

$\ell = Ln\left(\frac{L}{a}\right) \sim 10$ à 20 , L est une dimension macroscopique, a une dimension moléculaire. On obtient pour les petit angles $V = \frac{\gamma}{6\eta\ell}\theta_D(\theta_D^2 - \theta_E^2)$. On voit apparaitre une vitesse caractéristique $\frac{\gamma}{\mu}$. On introduit ainsi le nombre capillaire : $Ca = \frac{v\mu}{\gamma}$.

Cette loi est très bien vérifiée expérimentalement ([14] avec $\theta_E = 0$) même pour des valeurs de θ_D supérieures à 100° . Pour inclure l'effet de l'hystérésis de l'angle de contact, une façon simple est de remplacer dans l'équation donnant la vitesse, θ_E par θ_a pour l'avancée et par θ_r pour le recul.

Dans l'**approche moléculaire**, les mouvements de la ligne sont réduits à des "sauts" de longueur moléculaire a sur le substrat solide. Chaque saut vers le substrat (adsorption) produit un gain énergétique Fa^2 , et l'opposé pour la désorption. Ces sauts sont activés thermiquement et caractérisés par une barrière U . La fréquence $1/\tau$ des sauts est donnée par la différence d'un terme exponentiel d'adsorption et d'un terme de désorption. La vitesse de la ligne est donnée par $V = a/\tau$. On obtient dans l'approximation des faibles forces [15] : $FV = \frac{kT}{V_0 a^2} \exp\left(\frac{U}{kT}\right) V^2$ On a écrit $V_0 = a/\tau_0$ avec τ_0 un temps caractéristique microscopique de saut.

Il semble que pour les angles faibles la dissipation dans le coin domine et que le modèle hydrodynamique représente bien la réalité. Pour les angles plus importants, la dissipation de chaque côté de la ligne (moléculaire) devient non négligeable et les deux effets doivent être pris en compte.

I.2.10 Effet inertiel, nombre de Weber

Nous avons précédemment abordé la compétition entre tension de surface et gravité (Bo), puis tension de surface et effets visqueux (Ca). Nous présentons ici l'outil nécessaire à la comparaison entre capillarité et effets inertiels.

On peut avec un approche en pression comparer la pression capillaire $P_c = 2\frac{\gamma}{r}$ (Loi de Laplace) et la pression hydrodynamique définie par $P_H = \frac{1}{2}\rho u^2$. Lorsqu'on fait le rapport de ces pressions pour une distance caractéristique R , une vitesse U , on obtient le nombre, sans dimension, de Weber :

$$We = \frac{\rho R U^2}{\gamma}$$

Ainsi pour $We \ll 1$ on sera en régime capillaire. Dans ce régime, les forces de tension de surface sont dominantes. Pour $We \gg 1$, on sera en régime inertiel, là l'inertie du fluide sera dominante devant les forces de tension de surface.

I.2.11 Vibrations, impacts de gouttes, impact de jets

A la fin du XIX^{me} siècle, Rayleigh [16] et Kelvin [17] se sont intéressés aux oscillations de gouttes libres. Depuis plus de trente ans, l'effet de vibrations appliquées à des gouttes déposées à été étudié par Rodot et al. [18], Strani et al. [19] puis d'autres auteurs [20]-[21]. Le fait d'être en contact avec une surface solide complique singulièrement les choses, notamment le calcul exact des fréquences de résonance. Une des idées au départ était de comprendre comment limiter les effets de vibrations lors de la solidification de gouttes. De nombreux travaux ont été réalisés, au passage il a été montré que la ligne de contact peut-être mise en mouvement [22] et ainsi mesurer effectivement un angle d'équilibre.

Plusieurs travaux récents s'orientent maintenant vers les applications possibles pour la microfluidique de gouttes. La microfluidique est un domaine en effervescence qui a motivé récemment de nombreuses études fondamentales et appliquées [23]-[24]. Un challenge est de trouver les procédés optimaux pour manipuler de petite quantité de liquide pour étudier des réactions chimiques, biochimiques, des transitions de phases, pour faire des test médicaux rapides et répétitifs. Deux voies ont émergé pour manipuler des gouttes : des écoulements diphasiques en microcanaux [23]-[25] et des déplacement de gouttes déposées sur des surfaces [26]-[28]. Il s'agit de les déplacer, de les faire se mélanger, réagir... en utilisant notamment des vibrations mécaniques [29]-[31].

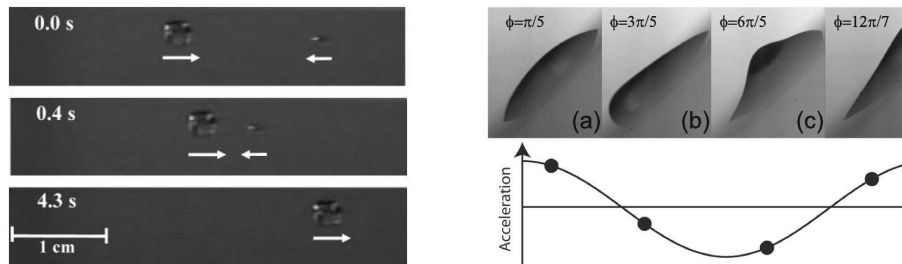


FIGURE I.5 – Gauche : gouttes soumises à des vibrations asymétriques [29]. Droite : Goutte vibrée montant un plan incliné [31].

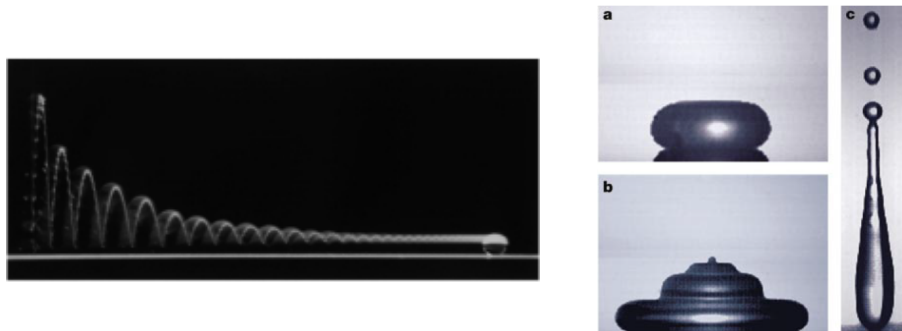


FIGURE I.6 – Gauche : Multiples rebonds d'une goutte (Nombre de Weber faible), tiré de [32]. Droite : Impact pour des nombres de Weber $We = 1$, $We = 4$, $We = 18$, tiré de [33].

La thématique des impacts de gouttes s'est elle aussi nettement développée ces dernières années. L'idée est donc d'envoyer à une vitesse V donnée une goutte de rayon R vers un substrat solide. Le résultat est variable, il va dépendre pour l'eau de l'hydrophobie de la surface : on peut observer un "splash" violent qui conduit à l'émission de gouttelettes, un rebond, un étalement plus ou moins grand. Le paramètre le plus important est le nombre de Weber qui va caractériser l'influence relative de l'inertie et des effets de tension de surface. Il est donné par : $We = \frac{\rho V^2 R}{\gamma}$. On peut voir sur la Fig. I.6 différentes images d'impact tirées d'études assez récentes [32]-[33].

L'impact de jets sur une surface donne aussi lieu à des phénomènes surprenants. Ce qui a été particulièrement étudié est le ressaut hydraulique qui se forme après la zone d'impact constituée d'un film d'eau fin et rapide et qui transite vers une zone plus lente et plus épaisse. En générale, le jet est envoyé de manière normale à la surface. Assez récemment des formes non axisymétriques de ressaut ont été observées. L'effet d'un impact non normal a aussi commencé à être étudié.

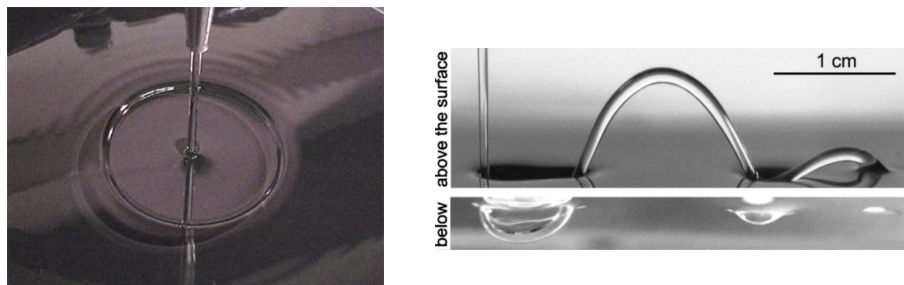


FIGURE I.7 – Gauche : Impact d’un jet sur une surface solide : ressaut hydraulique [34]. Droite : rebond d’un jet sur un liquide newtonien [35].

I.3 Impacts, rebonds, vibrations : nos travaux.

- Nous avons commencé à étudié avec Franck Celestini et Richard Kofman l’effet de vibration couplées sur des gouttes déposées, c’est ce que nous présentons en premier.

Ensuite nous nous sommes tournés vers l’étude d’impacts de gouttes sur des surfaces superhydrophobes. Nous n’avons pas exploré plus loin cette expérience mais elle nous a conduits à deux autres idées d’expériences que nous présentons successivement :

- lorsque l’on observe le rebond de gouttes sur un substrat lui-même vibré verticalement, deux temps caractéristiques apparaissent : celui d’oscillation des gouttes et celui d’aller retour de la chute libre. Ce problème nous a inspirés pour se tourner vers un problème similaire de rebond forcé mais d’une bille rigide sur un substrat élastique (membrane sous tension), de la même façon dans ce problème deux temps caractéristiques sont importants.

- Si au lieu d’envoyer des gouttes rebondir sur un substrat, on envoie un jet liquide continu, on peut observer un rebond sans déstabilisation du jet. C’est ce que nous présentons dans un troisième temps dans cette partie.

I.4 Vibrations de gouttes.

Réalisé avec Franck Celestini et Richard Kofman du LPMC.

Nous avons étudié avec Françoise Brochard-Wyart et Axel Buguin, durant ma thèse l’effet de vibrations verticales sur des gouttes déposées ([36]), [37], [38]) (voir Fig. I.11). Franck Celestini et Richard Kofman ont abordé au LPMC une étude similaire mais concernant des vibrations horizontales [39] (voir Fig. I.11).

Ces différents travaux montrent qu’une goutte se comporte comme un système masse ressort qui présente des résonances à différentes fréquences caractéristiques dépendant de la taille de la goutte, mais aussi de la tension de surface et de l’angle de contact. Aux faibles amplitudes, la ligne de contact reste piégée, la goutte présente des modes d’oscillation que l’on peut voir comme des ondes capillaires stationnaires sur la surface courbe d’une goutte. Cette approche permet de calculer facilement (bien qu’approximativement) ces fréquences de résonances. Ainsi on peut écrire pour des gouttes en régime

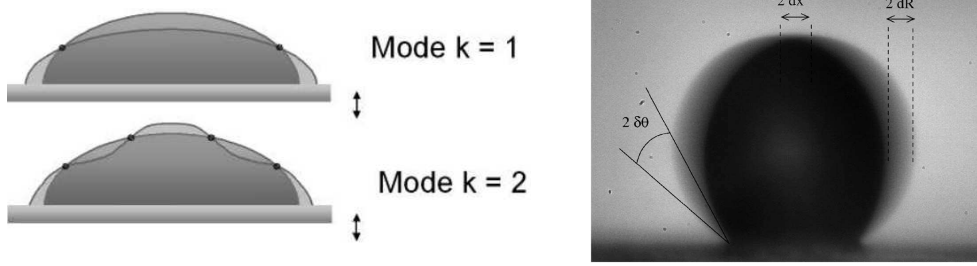


FIGURE I.8 – Gauche : mode "pumping", tiré de [36]. Droite : mode "rocking", tiré de [39]

de capillarité :

$$\omega_j = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R^3}} f(\alpha_j, \theta, R)$$

où l'on définit un vecteur d'onde $q_j = \alpha_j/R$. La difficulté est d'obtenir exactement la fonction f qui dépend notamment du volume la goutte, du mode et de l'angle de contact θ . Mais en gros on a la même dépendance que pour les ondes capillaires. Lorsque les gouttes dépassent quelques millimètres, on rajoute le terme de gravité pour les fréquences de résonance. Pour les vibrations horizontales, on peut écrire la même relation avec une fonction f différente.

Pour des grandes amplitudes, la ligne de contact peut se mettre en mouvement. Pour le calcul des fréquences on peut s'appuyer sur la même analyse avec des conditions au bord différentes [36]. Dans ces expériences, que ce soit avec des oscillations verticales ou horizontales, sur la durée d'une période, il n'y a pas de mouvement net.

Après mon arrivée au laboratoire, il nous est apparu naturel de conjuguer ces deux expériences en appliquant à la fois des vibrations horizontales et verticales à des gouttes millimétriques déposées (voir Fig. I.11).

Nous avons utilisé des vibrations harmoniques, de même fréquence mais déphasées de $\Delta\phi$, c'est un des paramètres de contrôle de cette expérience avec l'amplitude des vibrations utilisées. La difficulté de l'expérience réside dans la diminution du couplage entre les deux vibreurs. Le substrat utilisé était du PolydiMéthylSiloxane (PDMS) réticulé, donc à l'état élastomère et placé simplement en adhésion sur la lame de verre solidaire des vibreurs. L'angle de contact est ainsi d'environ 100° .

Nous avons ainsi découvert que dans des zones de fréquences bien choisies, on peut observer un mouvement net de la goutte dans le sens que l'on souhaite (Fig. I.11) et à une vitesse V donnée. On a tracé la relation entre V et $\Delta\phi$ (Fig. I.11). Pour simplifier l'étude publiée dans [40], la taille des gouttes utilisées a été gardée constante. La fréquence de vibration a ainsi aussi été conservée, elle a été choisie de telle façon qu'elle ait une valeur intermédiaire entre la résonance horizontale ("rocking mode") et la résonance verticale ("pumping mode"). Ce choix permet de n'être pas trop éloigner de chacune des résonances, ce qui évite de devoir imposer des amplitudes très fortes. Bien sur en fonction de la taille de la goutte utilisée, on adaptera la fréquence. Ce point n'a pas été exploré, mais pourrait permettre de sélectionner en taille des gouttes déposées.

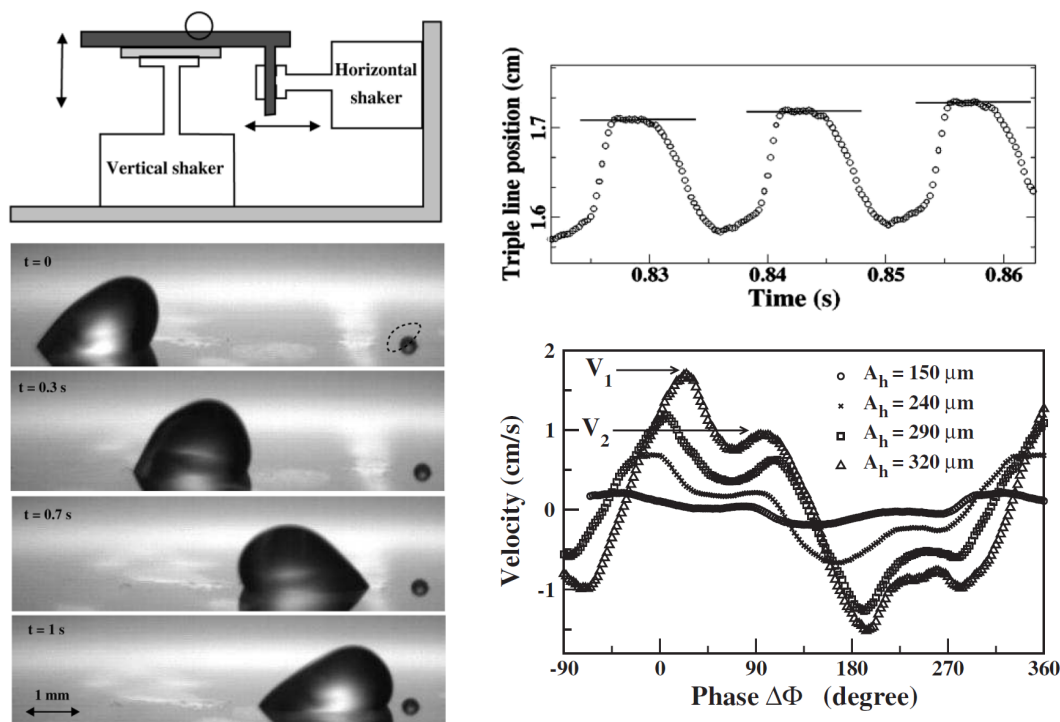


FIGURE I.9 – Gauche : Dispositif expérimental et images vues de côté de la goutte sur son substrat de PDMS vibré. Droite : Mouvement de la ligne de contact en fonction du temps. Courbes $V(\phi)$ pour différentes amplitudes.

Un modèle simple explique pourquoi ce mouvement est possible sans utiliser d'asymétrie dans les vibrations. En fait lorsqu'une goutte est vibrée horizontalement, alternativement un côté voit son angle de contact dépasser l'angle d'avancé, quand l'autre devient inférieur à celui de recul. La goutte se déplace pendant une phase de l'oscillation, puis réalise le mouvement inverse. Il n'y a pas de mouvement net. Si en même temps on ajoute une vibration verticale à la même fréquence, la goutte se dirigeant vers un coté se verra encore plus déformée par une accélération vers le haut par exemple (angle dynamique à l'avancée plus grand, angle dynamique au recul plus petit, par contre lorsqu'elle sera exactement dans la phase du mouvement horizontal opposé, la vibration verticale correspondra à un accélération vers le bas, déformant de façon différente la goutte qui verra plutôt l'angle dynamique diminuer et l'angle de recul augmenter. C'est de là que provient l'asymétrie qui donne un mouvement dans un sens plus faible que le mouvement réalisé dans l'autre, ainsi la goutte bouge toujours vers la droite puis vers la gauche, mais de façon moindre, ce qui fait que sur une période, un mouvement net est créé.

Le mécanisme repose sur l'hystérésis de l'angle de contact qui agit comme un frottement solide. Vue d'une autre façon, l'asymétrie provient d'une différence de force de frottement solide selon la force normale appliquée, c'est à dire selon la phase de l'oscillation verticale. On a ainsi pu modéliser numériquement de manière très simple notre expérience, en utilisant un modèle de patin à frottement solide vibré I.10. On retrouve bien sur l'effet de seuil à dépasser en amplitude, l'allure des courbes V fonction de $\Delta\phi$. Certaines observations restent inexpliquées, comme la présence de deux maxima

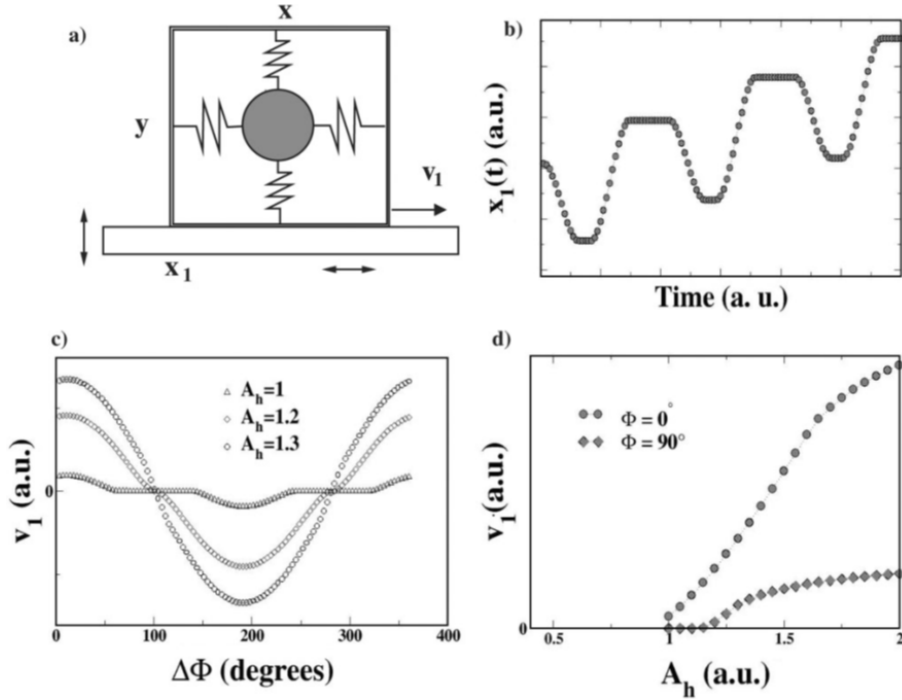


FIGURE I.10 – Modèle simple d'oscillateur expliquant le phénomène de "cliquet".

de vitesse, sur la courbe expérimentale (Fig I.11) surement à des effets non linéaires. Ce travail a été publié ([40]).

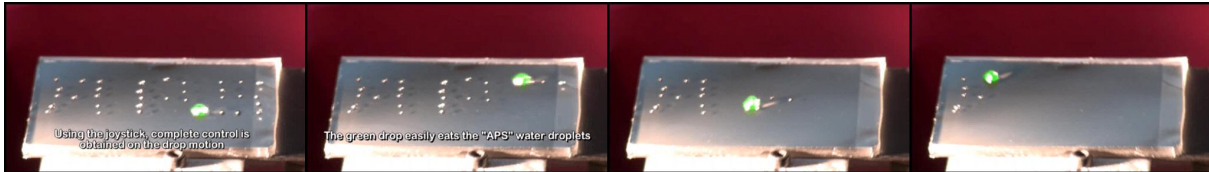


FIGURE I.11 – images tirées du film [41]

Nous avons pu réaliser l'expérience en utilisant trois vibrations couplées selon x , y et z . Cela permet de déplacer la goutte dans le plan du substrat selon la direction x ou y selon le vibreur utilisé. Nous avons réalisé une petite vidéo présentée à la conférence de l'APS Fluid Dynamics en 2010 [41]. On a pu vérifié que les effets des vibrations s'ajoutent simplement, produisant par exemple un mouvement en diagonale lorsque les deux vibreurs x et y fonctionnent. Cela contribue encore un peu plus à démontrer l'application possible de cette méthode.

I.5 Vibrations et dynamique non linéaire

Réalisé avec Brice Eichwald, Franck Celestini et Richard Kofman du LPMC, Médéric Argentina du LJAD.

Nous avons étudié la dynamique d'une bille métallique rebondissante sur une membrane élastique (PDMS) vibrée. L'idée est de coupler un mode de déformation avec le forçage. Dans le cas de la goutte

il s'agit de ses oscillations, pour cette expérience, la bille devient rigide, mais c'est le substrat qui peut présenter des modes d'oscillation. Nous avons mis en évidence une dynamique et une approche vers le chaos sensiblement différentes de celles d'une balle rebondissant sur un substrat rigide ("bouncing ball", BB). Dans ce problème classique [42]-[44], on observe l'apparition de chaos par doublement de périodes. Dans notre cas, le degré de liberté supplémentaire (déformation de la membrane) permet de stabiliser des états difficilement observables dans l'expérience de BB. Nous avons pu réaliser des simulations numériques qui permettent de retrouver ces différents états dynamiques. On peut rapprocher notre expérience d'expériences mêlant vibrations / gouttes et film liquides [45]-[46] ou films de savons [47].

Dans le cas où la fréquence de forçage est faible devant la fréquence de résonance de la membrane : f_0 , on retrouve la situation de BB.

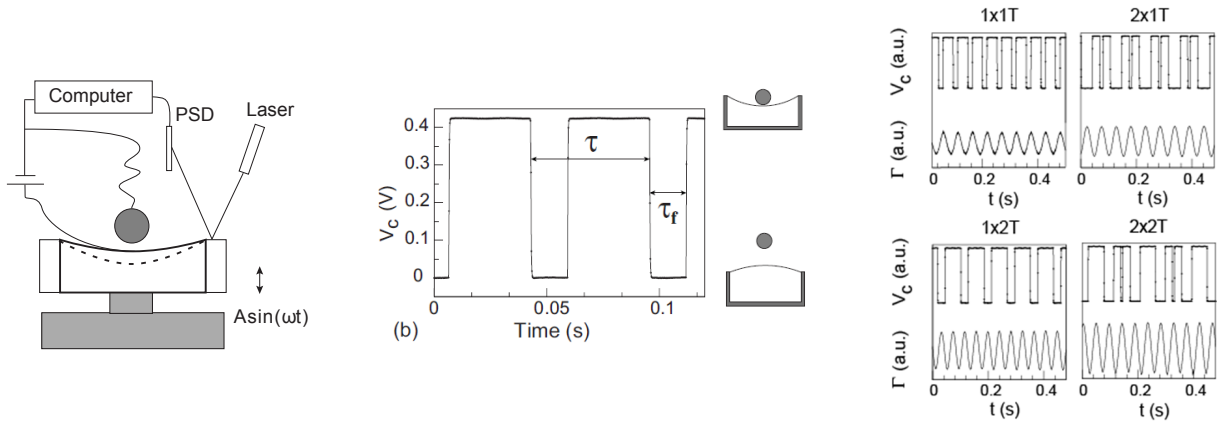


FIGURE I.12 – Gauche : Dispositif expérimental. Milieu : signal électrique caractéristique détectant le contact ou non de la bille avec la membrane. Droite : différents états dynamiques.

La membrane en PDMS était de diamètre 60mm, d'épaisseur $300 \mu m$ fermant hermétiquement un volume d'air variable. On applique une vibration harmonique de fréquence f et d'accélération $\Gamma = A\omega^2/g$. $f_0 = 90 \text{ Hz}$ et la fréquence de résonance avec membrane chargée par la bille vaut 20 Hz . Pour pouvoir obtenir des diagrammes de bifurcation de manière automatique, on a réalisé un système électrique avec une très fine feuille de Nickel posée au centre de la membrane qui permet de repérer quand est-ce que la bille est en contact et quand elle n'y est pas, ainsi on obtient rapidement les états dynamiques en fonction de la fréquence f et de l'amplitude Γ . Pour chaque fréquence, on augmente très progressivement l'amplitude des vibrations et on repère le temps passé entre deux décollages de la bille. Tout cela en utilisant une carte d'acquisition et un programme Labview qui génère des rampes et mesure en fonction du temps l'état de contact.

On obtient donc un diagramme de phase (Fig. I.13) dans le plan $(\Gamma - \Omega = f/f_0)$. On a utilisé la dénomination $n \times m \text{ T}$ où T est la période de vibration, n le nombre de temps de vol dissemblables, le produit $n \times m$ donne la périodicité totale de l'état observé. les états $n \times 1 \text{ T}$ ont été observés pour le cas classique de BB. L'effet principal de la membrane est de stabiliser les états pour $m > 1$ [48] qui peuvent aussi être observés dans BB, mais qui dépendent fortement des conditions initiales.

Nous avons ensuite confronté ces résultats expérimentaux à un modèle théorique du problème qui utilise une indentation élastique de la membrane lors de son choc avec la bille pour pouvoir

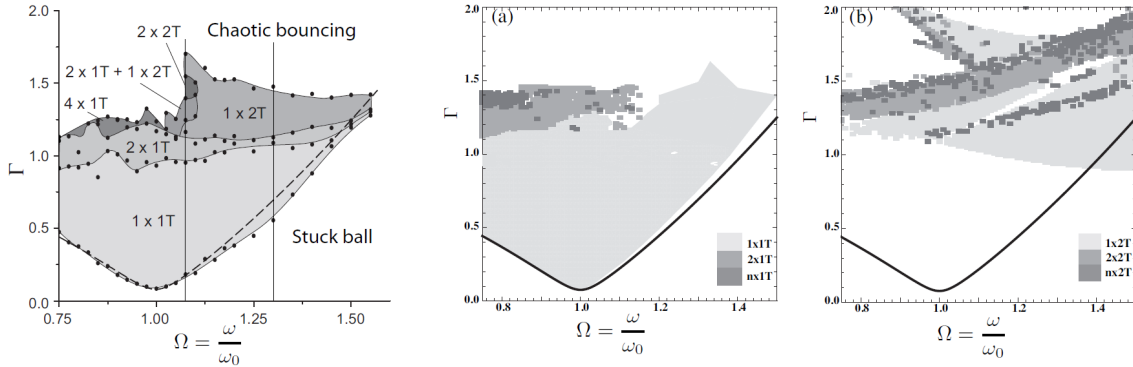


FIGURE I.13 – Gauche : Diagramme de phase expérimental. Milieu : diagramme de phase numérique $nx1T$. Droite : diagramme de phase numérique $nx2T$.

fermer le problème qui est résolu numériquement avec une méthode de Runge Kutta 4. On obtient les diagrammes de phases pour les états $nx1T$ et $nx2T$ (Fig...). En bon accord avec les expériences. De manière analytique, on a pu prévoir l'amplitude critique de transition vers un état de rebond ($1x1T$) (ligne en pointillés Fig. I.12) qui correspond très bien avec nos mesures sans aucun paramètre ajustable. La dissipation dominante se trouve dans la membrane en PDMS, la friction avec l'air est négligeable.

I.6 Rebonds de jets.

Réalisé avec Franck Celestini, Richard Kofman et Mathieu Pellegrin du LPMC

Lorsqu'un jet liquide impacte une surface solide, plusieurs cas peuvent se produire selon l'angle d'inclinaison. Lorsque le jet arrive perpendiculairement au substrat, on observe classiquement la formation d'un ressaut hydraulique. Lorsque le jet arrive de manière inclinée, c'est l'objet par exemple d'exercices dans des livres d'hydrodynamique [49], on considère traditionnellement que le jet reste plaqué sur le solide. C'est aussi le résultat de la plupart des observations. en fait cette situation qui paraît naturelle n'est pas inéluctable : si la surface est suffisamment hydrophobe, le jet peut complètement quitter le substrat et rester stable...

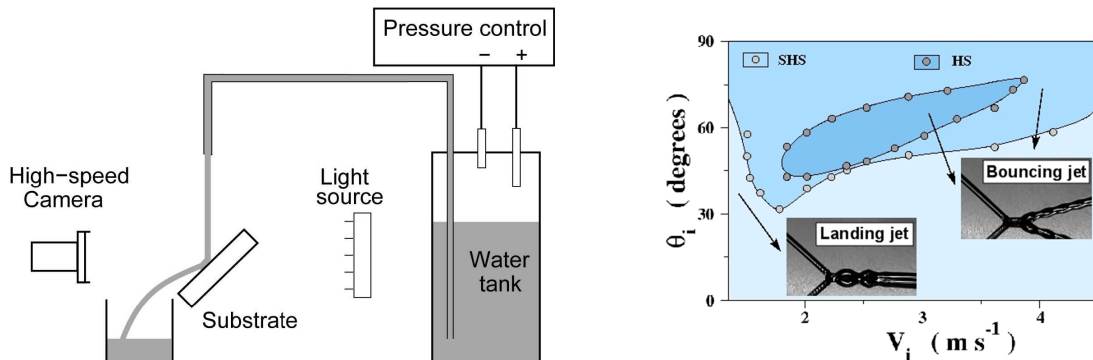


FIGURE I.14 – Gauche : Dispositif expérimental de l'impact d'un jet. Droite : Diagramme de phase.

Le dispositif expérimental est schématisé Fig. I.15. Un jet vertical de rayon $R=100-300$ microns vient impacter une surface hydrophobe (Téflon, angle de contact 120° ou superhydrophobe, angle 155°). La vitesse U d'impact est de 1 à 5 m/s. L'angle d'incidence varie de 0° (Perpendiculaire à la surface d'impact à 90° (rasant)). Lorsque cet angle est trop faible, il n'y a pas de rebond stable. Le nombre de Weber associé varie ainsi environ de 0.1 à 10. $We = \rho R U^2 / \gamma$. Ainsi on passe aux faibles nombres de Weber d'un régime dominé par les effets de tension de surface et de mouillage de la surface solide à un régime où l'inertie du fluide domine ces effets capillaires. Le rebond a lieu lorsque le nombre de Weber est suffisamment grand pour que le jet ne reste pas plaqué par les forces de mouillages. Bien sûr plus l'angle de contact est grand, plus la vitesse limite est faible. On montre Fig. I.15 un diagramme de phase (domaine angle d'incidence θ_i - vitesse d'impact V_i) dans lequel les surfaces bleues (surfaces superhydrophobe en bleu clair et hydrophobe en bleu foncé) correspondent à la zone de rebond stable [50].

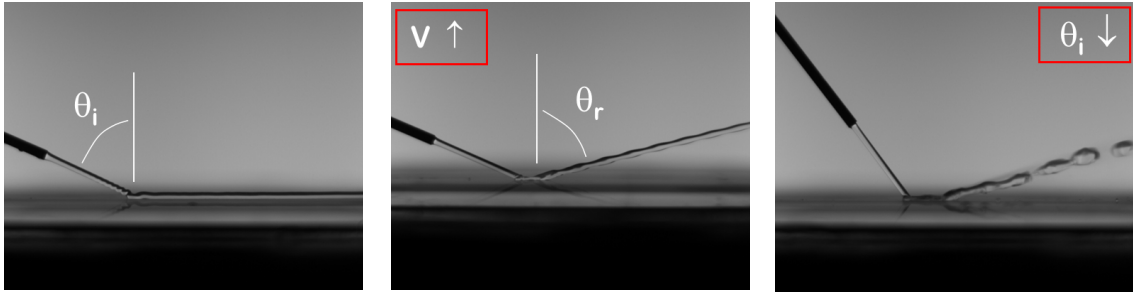


FIGURE I.15 – Gauche : Jet plaqué. Milieu : en augmentant la vitesse, le jet rebondit. Droite : en diminuant θ_i , le jet se déstabilise.

Pour un peu mieux comprendre l'origine du rebond ou son absence, on peut écrire des relations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, en comparant les différentes forces en présence. Ainsi on peut faire un bilan de quantité de mouvement selon les direction parallèle à la surface ou bien perpendiculaire. Dans les deux cas, les forces de dissipation visqueuses sont à prendre en compte. mais dans le cas perpendiculaire, le terme important réside dans la composante verticale de tension de surface. C'est celle qui en général n'est pas très étudiée, notamment pour tout ce qui est mouvement de ligne de contact, ou seule la composante parallèle à la surface importe. Ici, on a donc une force de réaction du substrat qui tire vers lui le liquide. Lorsque l'angle de contact diminue, la zone de contact s'étale et avec elle augmente cette force (proportionnelle au périmètre). Ainsi une partie de la quantité de mouvement verticale est perdue, ce qui provoque un rebond avec une angle de réflexion plus important que l'angle d'incidence (le jet est plus près du substrat). Lorsque la surface n'est plus assez hydrophobe, cet angle atteint 90° et le jet se retrouve plaqué.

On a donc mesuré dans chaque expérience le rayon et la vitesse incidente, puis le rayon du jet réfléchi. Par conservation, on peut ainsi remonter à la vitesse du jet réfléchi. Une fois cette vitesse calculée, on peut déterminer en connaissant θ_i et en mesurant θ_r , les composantes parallèle et perpendiculaire de la vitesse réfléchie et incidente, respectivement : V'_{\parallel} , V'_{\perp} et V_{\parallel} , V_{\perp} . On peut en déduire pour chaque composante un coefficient de restitution $\alpha_{\parallel} = \frac{V'_{\parallel}}{V_{\parallel}}$ et $\alpha_{\perp} = \frac{V'_{\perp}}{V_{\perp}}$. La conservation de la quantité de mouvement permet d'obtenir les relations :

$$\alpha_{\parallel} = 1 - \frac{Fv, \parallel}{\pi \rho V^2 R^2 \sin \theta_i}$$

$$\alpha_{\perp} = 1 - \frac{\Pi \sin \theta_e}{\pi We \cos \theta_i} - \frac{Fv, \perp}{\pi \gamma We R \cos \theta_i}$$

Fv, \parallel et Fv, \perp sont les résultantes des forces visqueuses. Π est le périmètre de la zone d'impact du jet, c'est une fonction compliquée des différents paramètres. Ce que l'on constate c'est que le terme inertiel tend lorsque le nombre de Weber We augmente à diminuer l'effet de la tension de surface. Lorsque α_{\perp} diminue trop, le jet ne rebondit plus.

Des expériences supplémentaires nous permettront d'approfondir cette analyse en déterminant les paramètres géométriques de l'impact du jet.

Nous avons essayé différentes petites expériences pour démontrer certains aspects intéressants voir des applications possibles de ce phénomène (Fig. I.16). Ainsi on montre d'abord qu'un jet restant plaqué sur une surface insuffisamment hydrophobe peut rebondir lorsqu'il arrive sur une partie plus hydrophobe. La quantité de mouvement verticale nécessaire au rebond a été conservée dans les oscillations du jets sur le substrat. Ensuite, on a pu réaliser de multiples réflexions, ce qui laisse en utilisant des miroirs dans des plans différents la possibilité de guider un jet dans toutes les directions. Enfin cette idée de réflexions multiples peut être mise à profit entre deux substrat hydrophobes pour canaliser un jet tel un rayon lumineux dans une fibre optique.

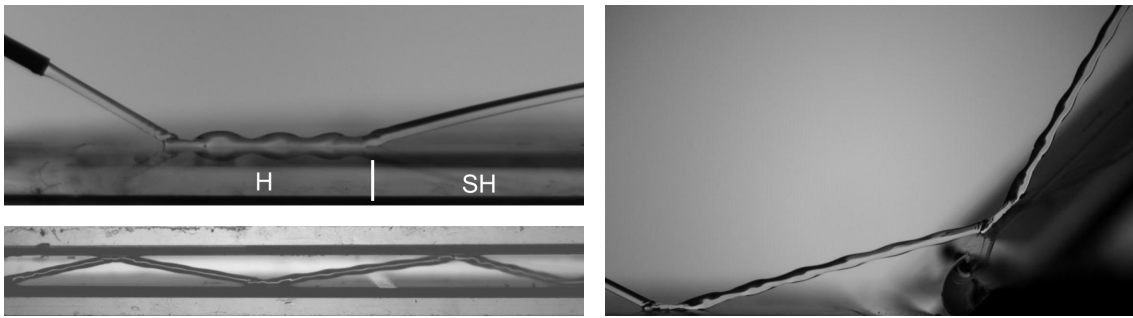


FIGURE I.16 – a) Un jet devient rampant sur une surface normale puis rebondit sur une surface devenue superhydrophobe. b) et c) De multiples réflexions peuvent être observées.

Dans toutes ces expériences les surfaces hydrophobes sont fabriquées par spin coating (PDMS, Téflon) dans la salle blanche aménagée depuis 2008 par moi-même et F. Celestini. Les surfaces superhydrophobes sont fabriquées à base de réseau de micro-piliers cylindriques recouvert de téflon, de nouveau en salle blanche par photolithographie. Enfin des surfaces plus évoluées sont fabriquées en collaboration avec R. Kofman pour le dépôt d'une couche métallique puis l'équipe de F. Guittard à l'Institut de Chimie de Nice pour l'électrodéposition (voir ci-dessous).

I.7 Surfaces superhydrophobes et superoléophobes

Réalisé avec Franck Celestini, Richard Kofman du LPMC, Thierry Darmanin, Sonia Amigoni, Elisabeth Taffin de Givenchy, Frédéric Guittard du CMOM

En collaboration avec l'équipe de Frédéric Guittard du CMOM (équipe de l'Institut de Chimie de Nice, qui rejoindra dans quelques semaines le LPMC) et notamment de Thierry Darmanin, nous avons élaboré une nouvelle méthode de préparation de surfaces superhydrophobes et superoléophobes multiéchelles. Il s'agit de réunir des substrats microfabriqués dans la nouvelle salle blanche du LPMC (réseau de cylindres) avec une méthode d'électrodéposition.

Comme mentionné dans la partie "rappels", la fabrication de surfaces superhydrophobes repose sur la mise en commun de deux effets : une hydrophobie, obtenue chimiquement déjà élevée et un état de surface rugueux de la surface. En état "Fakir" selon le modèle de Cassie-Baxter on peut atteindre des angles proches de 180° [?]. Les surfaces déjà développées par l'équipe de F. Guittard présentent déjà les deux aspects : rugosité submicrométrique et groupements chimiques hydrophobes mais aussi oléophobes. Ce que nous avons voulu voir c'était si des surfaces encore plus performantes pouvait être obtenu en ajoutant à la rugosité nanométrique une rugosité de l'ordre de la dizaine de microns obtenue par la fabrication de réseau de piliers.

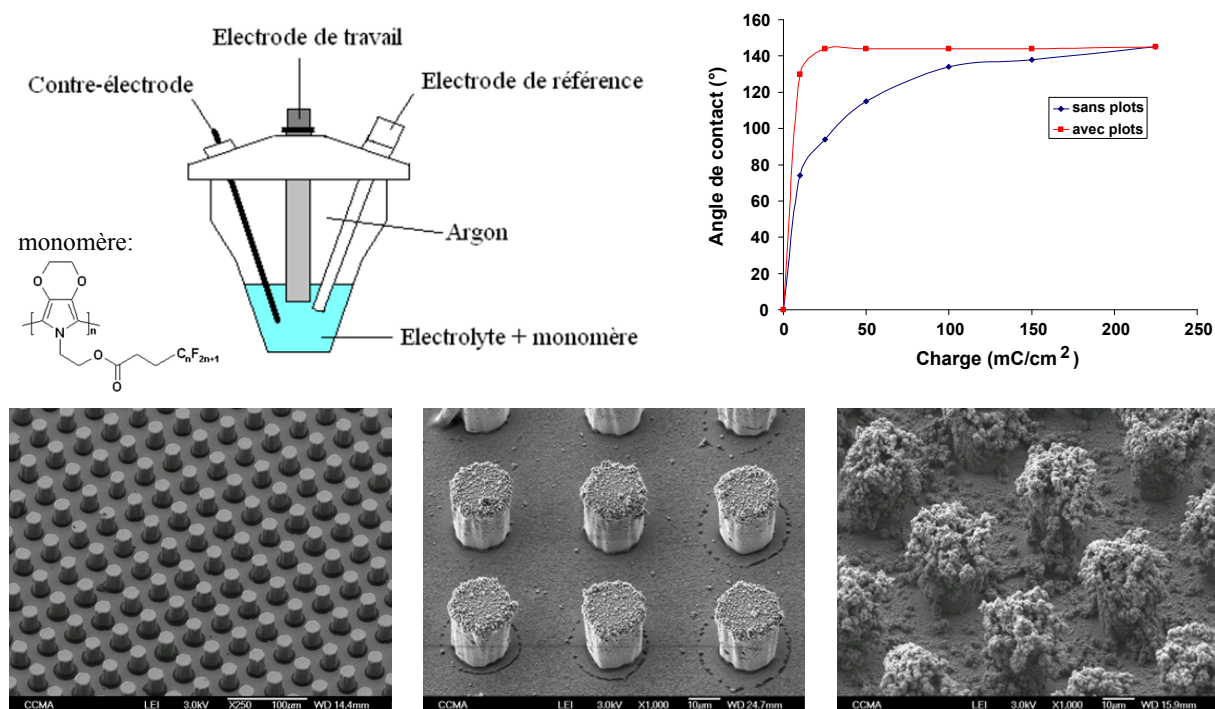


FIGURE I.17 – Haut : Méthode d'électropolymérisation. Angle de contact fonction de la charge avec et sans plots. Bas : plots nu, plots avec couche à faible charge, plots avec forte charge.

La première étape consiste donc à fabriquer des surfaces à micro-piliers répartis en réseau carré (diamètre 15, hauteur 25 μm , interdistance : 40 μm). On utilise une technique classique de photolithographie avec de la résine SU-8 (voir Fig I.17). Ensuite une couche d'or est déposée sur les micropiliers au laboratoire, elle recouvre toute la surface et permet au substrat de devenir conducteur. On connecte

électriquement la surface qui deviendra une des électrodes dans la méthode électrochimique. Celle-ci est réalisée au CMOM, c'est une méthode d'électrodéposition qui consiste à appliquer une tension entre une électrode et le substrat conducteur, le tout dans une solution électrolytique contenant les monomères. Au fur et à mesure du processus, des monomères viennent s'ajouter, polymérisent. Eux-mêmes étant conducteurs, la croissance peut continuer le tout restant conducteur. Les monomères utilisés sont des molécules fluorées (voir Fig. I.17). On aboutit à des surfaces recouvertes de ce polymère et présentant une rugosité microscopique de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

Ces surfaces ont déjà de bonnes propriétés sur des substrats plans, on obtient là des surfaces multiéchelles performantes (voir Fig. I.17) et surtout très oléophobes, l'intérêt de cette méthode résidant dans la quantité de produit utilisé moindre. En effet, en fonction de la charge, ce qui revient à la quantité de monomère entrant en réaction d'électrodéposition sur la surface, l'angle de contact augmente. Celui-ci augmente beaucoup plus rapidement sur des surfaces microstructurées du fait de l'effet Fakir des gouttes (loi de Cassie-Baxter). On a tracé Fig. I.17 l'évolution de l'angle de contact en fonction de la charge appliquée (c'est à dire l'intégrale du courant généré dans le système), en rouge sur les surfaces à plots, en bleu sur des surfaces planes.

On obtient donc avec cette méthode de très bonnes propriétés à la fois superhydrophobes et superoléophobes [51].

Bibliographie

- [1] A.W. Adamson, *Physical Chemistry of Surfaces* (John Wiley and Sons, New York, 1976)
- [2] P.G. de Gennes, Brochard-Wyart F., and Quéré D. *Gouttes, bulles, perles et ondes.* (Belin, Paris, 2002)
- [3] R.N. Wenzel, Ind. Eng. Chem., 28, 988, 1936.
- [4] A.B.D. Cassie, S. BAXTER, Trans. Faraday Soc., **40**, 546, 1944.
- [5] T. Onda et al., Langmuir, 12, 2125, 1996.
- [6] C. Neinhuis, W. Barthlott, Annals of Botany, **79**, 667, 1997.
- [7] J. Bico, C. Marzolin, D. Quere. Pearl drops. Europhys. Lett. **47**, 2, 220-226 (1999)
- [8] A. Lafuma, D. Quere. Superhydrophobic states. NATURE MATERIALS, **2**, 7, Pages : 457-460 (2003)
- [9] D. Quere. Non-sticking drops. Reports on Progress in Physics, **68**, 11, pp. 2495-2532 (2005)
- [10] S. Moulinet and D. Bartolo. Eur. Phys. Jour. E, **24**, pp. 251-260 (2007)
- [11] J.F. Joanny and P.G de Gennes., J. Chem. Phys. 81, 552 (1984).
- [12] C. Huh and L. E. Scriven , J. Colloid Interface Sci. 35, 85 (1971).
- [13] P.G. de Gennes , Rev. Mod. Phys. 57, 827 (1985).
- [14] R. Hoffmann , J. Colloid Interface Sci. 50, 228 (1975)
- [15] T. Blake and J. M. Haynes , J. Colloid Interface Sci. 30, 421 (1969)
- [16] J. W. S. Rayleigh, , Proc. R. Soc. Lond. **29**, 71 (1879).
- [17] Lord Kelvin, Math. and Phys. papers, **3**, 384 (1890).
- [18] Rodot H., Bisch C. and Lasek A., Acta Astronautica, **6**, (1979) 1083; Bisch C., Lasek A., and Rodot H., J. Méc. Théor. Appl **1**, (1982) 165.
- [19] Strani M. and Sabetta F., J. Fluid Mech. **141**, (1984) 233-247 ; Strani M. and Sabetta F., J. Fluid Mech. **189**, (1988) 397
- [20] Smithwick R.W., Hembree D.M., Jour. of Coll. and Int. Sci. **140**, 57 (1990).
- [21] E.D. Wilkes, O.A. Basaran , Phys. of Fluids. **9**, 1512 (1997).
- [22] C. Andrieu , C. Sykes and F. Brochard, Langmuir **10**, (1994) 2077.
- [23] H.A. Stone , A.D. Stroock, A. Ajdari, Ann. Rev. of Fluid Mechanics, **36**, 381-411 (2004)
- [24] T. M. Squires and S. R. Quake, Rev. Mod. Phys. **77**, 977 (2005).

- [25] H. Song, D.L. Chen, R.F. Ismagilov, *Angewandte Chemie-International Edition*, **45**, 7336-7356 (2006).
- [26] M.G. Pollack, A.D. Shenderov, R.B. Fair, *Lab on a Chip*, **2**, 96 (2002).
- [27] S.K. Cho, H.J. Moon, C.J. Kim, *Jour. of Micromechanical. Syst.* **12**, 70 (2003).
- [28] A.A. Darhuber and S.M.T. Troian, *Ann. Rev. of Fluid Mechanics*, **37**, 425 (2005).
- [29] S. Daniel and M. K. Chaudhury, *Langmuir* **18**, 3404 (2002).
- [30] Daniel S., Sircar S., Gliem J. and Chaudhury M. K., *Langmuir* **20**, (2004) 4085.
- [31] P. Brunet, J. Eggers, and R. D. Deegan, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 144501 (2007).
- [32] D. Richard and D. Quéré, *Europhys. Lett.*, **50**, 6, pp. 769-775 (2000)
- [33] D. Richard, C. Clanet, D. Quéré, *Nature*, **417**, 811, 2002
- [34] J.W.M. Bush and J.M. Aristoff. The influence of surface tension on the circular hydraulic jump. *J. Fluid Mech.*, **489**, pp. 229-238 (2003)
- [35] M. Thrasher et al. Bouncing jet : A Newtonian liquid rebounding off a free surface. *Phys. Rev. E* **76**, 056319 (2007)
- [36] X. Noblin, A. Buguin and F. Brochart-Wyart, *EPJE* **14**, 395 (2004).
- [37] Noblin, X., Buguin, A. and Brochart-Wyart, F. Triplon modes of puddles. *Phys. Rev. Lett.* **94**, art. 166102 (2005).
- [38] Noblin, X., Buguin, A. and Brochart-Wyart, F. Vibrations of sessile drops. *EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL-SPECIAL TOPICS* **166**, (2009), pp. 7-10.
- [39] F. Celestini and R. Kofman, *Phys. Rev. E* **73**, 41602 (2006).
- [40] Noblin, X., Kofman, R. and Celestini, F. Ratchetlike Motion of a Shaken Drop. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 194504 (2009)
- [41] X. Noblin, R. Kofman, F. Celestini, Remote control of moving sessile droplets, <http://arxiv.org/abs/1010.3538>. APS-DFD 2010, Gallery of fluid motion.
- [42] E. Fermi, *Phys. Rev.* **75**, 1169 (1949).
- [43] P. Pieranski, *J. Phys.* **44**, 573 (1983).
- [44] N. B. Tufillaro, T. M. Mello, Y. M. Choi, and A. M. Albano, *J. Phys.* **47**, 1477 (1986).
- [45] Y. Couder, E. Fort, C.H. Gautier, and A. Boudaoud, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 17780 (2005).
- [46] T. Gilet, D. Terwagne, N. Vandewalle, and S. Dorbolo, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 167802 (2008).
- [47] T. Gilet and J. W. M. Bush, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 14501 (2009).
- [48] Eichwald, B., Argentina, M., Noblin, X. and Celestini, F. Dynamics of a ball bouncing on a vibrated elastic membrane. *Phys. Rev. E*, **82** (2010)
- [49] E. Guyon, J.P. Hulin, L. Petit. *Hydrodynamique Physique*. EDP Sciences, 2ème éditions (2001)
- [50] Celestini, F., Kofman, R., Noblin, X. and Pellegrin, M., Water jet rebounds on hydrophobic surfaces : a first step to jet micro-fluidics, *SOFT MATTER*, **6**, 23, pp. 5872-5876 (2010).
- [51] Darmanin, T., Amigoni, S., Tabin de Givenchy, E., Guittard, F., Noblin, X., Kofman, R., Celestini, F., Superoleophobic behavior of fluorinated conductive polymer films combining electropolymerization and lithography, *SOFT MATTER*, **7**, 3, pp. 1053-1057 (2011)

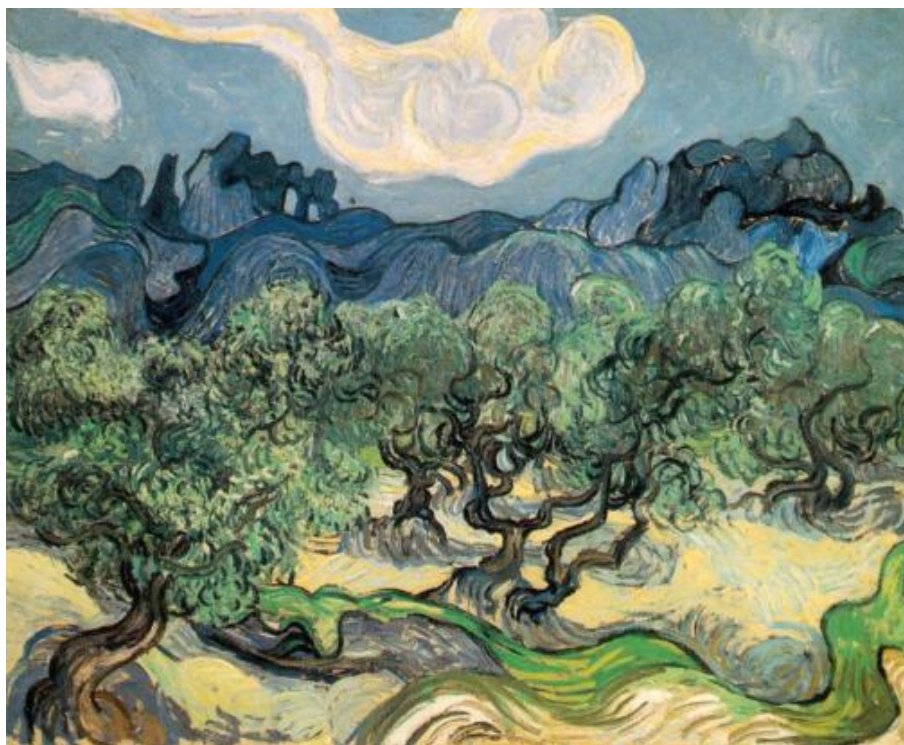


FIGURE I.18 – Oliviers avec les Alpilles à l'arrière-plan, Vincent van Gogh, 1889.

Chapitre II

Biophysique végétale

Sommaire

II.1 Introduction	33
II.2 Problématiques physiques en biologie végétale	34
II.2.1 Développement, croissance et morphogénèse	35
II.2.2 Nutrition	35
II.2.3 Transport	36
II.2.4 Reproduction	37
II.3 Transport dans les feuilles et biomimétisme	38
II.4 Mouvements rapides : spores de champignons	40
II.5 Mouvements rapides : spores de fougères	45
II.5.1 Ouverture lente	46
II.5.2 Seuil de cavitation	48
II.5.3 Fermeture rapide	48
Bibliographie	55

II.1 Introduction

Les végétaux regorgent de stratégies inédites dans le monde du vivant pour assurer leur développement, leur fonctionnement et leur reproduction. Les aspects mécaniques sont très importants et très différents du monde animal, peu d'études quantitatives se situant à l'interface physique - biologie ont été menées. Ces stratégies peuvent être une source énorme d'inspiration pour des applications technologiques et ouvrir de nouvelles perspectives dans différents domaines de la physique fondamentale (mouillage, propriétés mécaniques, interactions fluide-structure et transport, eau sous tension et cavitation... voir par exemple :[1]-[4]. Lors de mon séjour Post-Doctoral à l'Université de Harvard de 2004 à 2006, j'ai exploré de nouveaux sujets dans le cadre d'une collaboration interdisciplinaire entre physiciens (L. Mahadevan, D. Weitz) et biologistes des plantes (M. Holbrook, M. Zwieniecki, J. Dumais).

II.2 Problématiques physiques en biologie végétale

Qu'est-ce qu'un végétal ? Au sens large cela rassemble :

- Les champignons
- Les algues et mousses qui en plus réalisent la photosynthèse
- Les fougères qui en plus ont des vaisseaux, des feuilles à nervures, de la lignine.
- Les gymnospermes (en gros les Conifères) qui en plus ont des graines, mais nues.
- Les angiospermes (la plupart des plantes et arbres) qui en plus ont des fleurs et leurs graines sont dans des fruits.

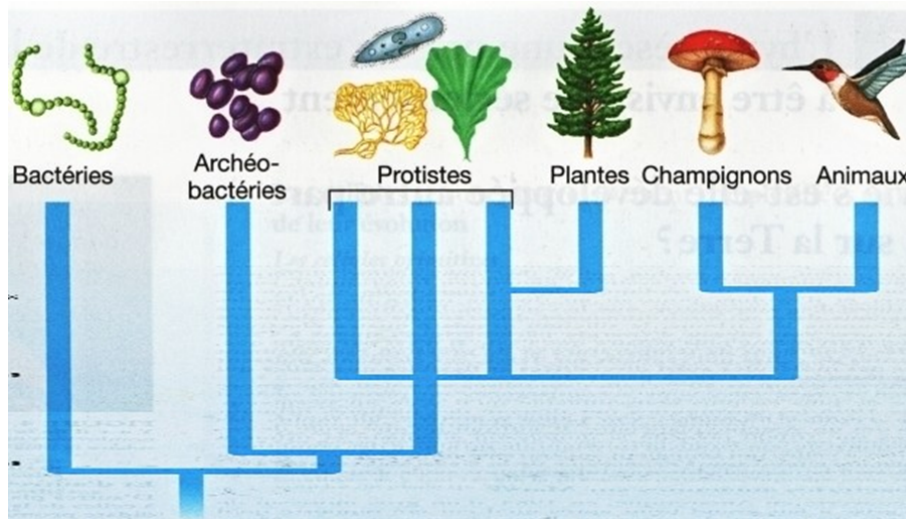


FIGURE II.1 – Arbre de la vie, tiré de [5]

Dans cette classification qui semble suivre l'évolution, de nouvelles fonctionnalités apparaissent pour chaque groupe, il faut noter néanmoins que les champignons sont à part. Ils possèdent d'autres molécules, d'autres mécanismes plus récents et sur certains points se rapprochent en fait plus des animaux.

On peut classer en quatre grands groupes les fonctions devant être assurées par ces organismes : i) développement et croissance, ii) nutrition, iii) transport et iv) reproduction. Au cours de l'évolution différentes stratégies ont été sélectionnées en fonction des caractéristiques des organismes et de leur environnement et surtout des lois physiques qui régissent beaucoup de ces phénomènes... Nous présentons ci-dessous quelques problématiques physiques en biologie végétale, c'est-à-dire des problèmes résolus où l'apport concret d'une démarche "physicienne" a été dominante, mais aussi des problèmes récents voire actuels dans ce domaine...

II.2.1 Développement, croissance et morphogénèse

Les mécanismes de croissance des cellules végétales sont un des aspects cruciaux du point de vue biologique, mais surtout aujourd'hui à l'interface avec la physique qui est une approche devenue nécessaire pour appréhender ces problèmes. Les parois celluliques permettent une croissance anisotrope, elles peuvent être très solides (grande différence avec les parois des cellules animales) mais ont tout de même la plasticité nécessaire pour permettre cette croissance cellulaire. Une des questions est de comprendre les mécanismes de rétroaction sur la croissance. Le premier modèle convaincant de croissance cellulaire a été écrit par Lockhart (1965) [7].

Du point de vue de l'organisme global, les plantes typiques présentent une activité de croissance à des emplacements donnés à des instants donnés qui représentent un volume très faible de la plante (méristème). Une des problématiques qui se pose est principalement l'explication de l'arrangement des différentes parties d'une plante (par exemple feuilles, branches...) : il s'agit de la phyllotaxie. Cet arrangement qui peut paraître désordonné, est régi en fait par des caractéristiques singulières qui ont depuis longtemps fasciné physiciens et mathématiciens. D'autres problématiques liées concernent donc la compréhension des phénomènes de croissance où il s'agit de déterminer pourquoi on obtient telle ou telle forme. On sait qu'une plante arrive à un certain stade à développer tel ou tel organe avec telle ou telle forme et fonction. La question est comment y arrive-t-on ? En quoi les contraintes des lois physiques sont importantes. Il existe de multiples exemples de systèmes qui s'auto-organisent, générant des formes, cela peut se produire par le biais d'instabilités mécaniques par exemple. Une des questions fondamentales est de connaître la part de la génétique d'un côté, et des effets physiques qui entourent la croissance de l'autre. Une question qui en découle est de savoir le lien entre la croissance des plantes et les interactions qu'elles subissent de leur environnement (gravité, lumière, vent et autres contraintes mécaniques...).



FIGURE II.2 – Phyllotaxie. Gauche : arrangement des branches sur une tige. Milieu : motif en spirale chez les tournesol. Droite : Expérience de Douady et Couder [10]

II.2.2 Nutrition

Pour assurer leur développement puis leur survie, une autre fonction essentielle est la nutrition. Beaucoup de plantes fonctionnent sur le même principe pour obtenir le carbone, l'eau, l'azote qui leur est nécessaires. Certaines plantes ont développé des stratégies particulières qui leur permettent d'obtenir des éléments essentiels à partir d'insectes qu'elles arrivent à digérer. Ainsi la dionée (Venus Flytrap, *Dionaea Muscipula*) capture des mouches entre ses feuilles grâce à leur mouvement très rapide.

Dans cet exemple, c'est une instabilité élastique qui conduit à un changement de courbure des feuilles [2]. La dynamique de fermeture du piège est elle-même particulière car elle fait intervenir la dissipation interne - poroélastique - liée aux écoulements générés.



FIGURE II.3 – Mouvement rapide : dionée

II.2.3 Transport

Pour acheminer l'eau, les nutriments vers les feuilles, renvoyer vers toutes les parties d'une plante les sucres fabriqués grâce à la photosynthèse, les phénomènes de transport sont très importants et encore une fois différents de ceux que l'on trouve chez les animaux. On peut faire des parallèles entre la sève et le sang. Les processus physiques sélectionnés sont bien sûr bien différents et reposent sur la mise en mouvement de liquide ou de gaz sous l'effet de phénomènes de diffusion moléculaire, osmose, capillarité, évaporation...



FIGURE II.4 – Gauche : Vénation des feuilles. Droite : vaisseaux du xylème.

Une des grandes problématiques est de comprendre comment l'eau arrive à rester dans un état métastable de pression négative, comment les phénomènes de cavitation perturbent ces phénomènes et les stratégies pour les éviter [8]-[9]. L'état de pression négative est permis par un retard à la transition de phase liquide-vapeur lorsque la pression diminue, du fait des interactions attractives entre les molécules (Fig. II.5). Les arbres, en générant dans le réseau du xylème des flux d'eau (par évaporation au niveau des feuilles), sont "obligés" de descendre parfois à des pressions négatives de plusieurs MPa . Cela provient et de la chute de pression visqueuse et de celle due à la gravité. En supposant que la pression dans le sol est à la pression atmosphérique de 1 bar , à 10 mètres de haut, la pression devient nulle, à 20 mètres, elle est de -1 bar . Donc le fait d'avoir des arbres haut de plusieurs

dizaines de mètres contraint l'arbre à utiliser l'eau dans ce domaine négatif. Ce qu'il faut noter c'est que ce premier phénomène (pression hydrostatique due à la gravité) est indépendant du flux (c'est la valeur à flux nul).

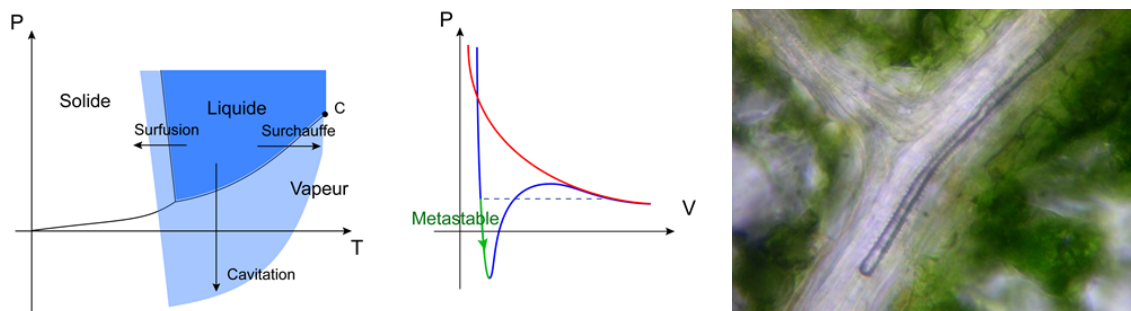


FIGURE II.5 – Gauche : image d'Hervé Cochard montrant un vaisseau embolisé d'une feuille. Droite : diagramme de phase schématisé de l'eau montrant les zones de métastabilité (retard aux transitions de phases).

En fait la contribution la plus importante dépend du flux et est donnée par la diminution de pression le long de microcanaux du fait de la loi de Poiseuille. Ainsi à un flux $Q = \pi R^2 U_M$ dans un canal de diamètre D correspond sur une hauteur H à une chute de pression de $= \frac{128\eta QH}{\pi D^4} = \frac{32\eta U_M H}{D^2}$. En prenant des valeurs mesurées, voir par exemple [31] $U_M = 1 \text{ mm.s}^{-1}$, $H = 10 \text{ m}$, $D = 40 \mu\text{m}$, on obtient $\Delta P = -2 \text{ bar}$. C'est donc dans ce cas le double de la contribution gravitaire. Ainsi lorsqu'il fait chaud et sec, beaucoup plus d'eau est perdu par évaporation, le flux augmente et la chute de pression avec. La chute est la plus importante lorsqu'on arrive au niveau des feuilles juste avant les sites d'évaporation. Les plantes courent alors le risque de voir des événements de cavitation se produire car il ne peuvent plus maintenir (défauts, bulles préexistantes, gaz dissous...) la pression négative. On a alors nucléation de bulles de vapeur qui empêche par la suite la conduction d'eau dans ces vaisseaux (embolie, voir Fig. II.5). Pour les arbres, on détermine la baisse de conductivité ainsi induite par l'ensemble des vaisseaux qui ont subi l'embolie. La pression négative correspondant à une diminution de moitié est prise comme une valeur caractéristique d'une espèce. On trouve en gros des valeurs entre -1 MPa et -10 MPa [8].

II.2.4 Reproduction

Après avoir assuré son développement et sa survie, les plantes cherchent à se reproduire. Dans ce domaine énormément de stratégies ont été développées, de lois physiques exploitées au maximum pour permettre la reproduction la plus efficace. Ainsi la dispersion des spores ou du pollen chez les plantes et les champignons jouent un rôle crucial dans la survie des espèces et se retrouve donc sous une forte pression sélective. Le principe général est qu'il faut réussir à déplacer géographiquement le matériel nécessaire à la reproduction et à assurer ensuite la génération suivante. Une partie de ces stratégies repose sur la génération de mouvements et notamment d'éjection rapide de ces particules mesurant souvent entre 10 et $100 \mu\text{m}$.

La force de nombreux végétaux est que leurs graines ou spores puissent résister aussi bien à des

environnements difficiles... Ainsi les grains de pollen vont pouvoir résister très longtemps au dessèchement.



FIGURE II.6 – Gauche : mécanisme explosif d'éjection de pollen [3]. Droite : repliement de grain de pollen séchant [11].

II.3 Transport dans les feuilles et biomimétisme

Réalisé avec M. Holbrook, M. Zwieniecki (OEB), L. Mahadevan, I. A. Coomaraswamy, D. Weitz (DEAS).

Dans cette partie nous décrivons notre étude qui concerne les phénomènes de transport, en particulier de montée de sève dans les arbres. Les mécanismes sont maintenant bien connus : ils reposent sur l'évaporation dans les feuilles de l'eau qui est pompée depuis le sol à travers tout le réseau du xylème. Ceux qui le restent moins sont l'explication de la très grande variété de structures et en quoi les contraintes physiques en dictent les caractéristiques. Ainsi les feuilles, en particulier leurs nervures ont été particulièrement étudiées comme des objets à deux dimensions. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la structure des feuilles comme un objet à trois dimensions, à la relation entre ses caractéristiques (comme l'épaisseur) et le phénomène d'évaporation. Notre approche a consisté d'abord à fabriquer des systèmes microfluidiques simples mimant la fonction évaporative des feuilles, puis à caractériser des échantillons réels au vu des conclusions tirées des systèmes biomimétiques.

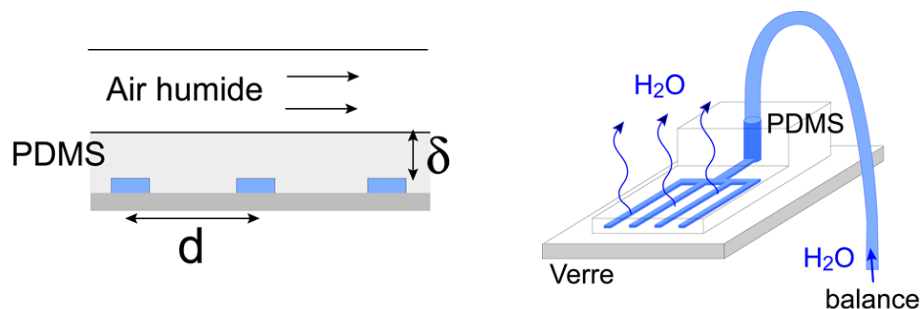


FIGURE II.7 – Gauche : dispositif en peigne. Droite : schéma expérimental, le dispositif est situé au-dessus de la balance.

Nous avons donc reproduit à l'aide de circuits microfluidiques simples en PDMS la fonction évaporative des feuilles en variant quelques paramètres. Il s'agissait de réseaux de canaux parallèles, en

forme de peigne, d'écartement moyen d , tous reliés à une extrémité par un canal amenant l'eau et en impasse à leur autre extrémités. Pour générer un flux d'eau depuis un réservoir, nous avons utilisé la propriété de pervaporation de l'eau à travers une fine couche de PDMS [13]-[14]. Ainsi les canaux étaient fermés d'un côté par une lame de verre et de l'autre recouverts par une membrane de PDMS d'épaisseurs δ de l'ordre de quelques dizaines de microns. Il semble que du fait de l'hydrophobie du PDMS et de la structure microscopique de l'élastomère, les molécules d'eau se déplacent quasiment une à une, ou en petits amas et non par écoulement hydrodynamique. Ainsi le mécanisme de transport de l'eau à travers le PDMS est diffusif. Le dispositif microfluidique qui présente une surface d'évaporation de l'ordre de 10 cm^2 est relié via un tube plastique à une balance de précision elle-même reliée à un ordinateur. On mesure ainsi en fonction du temps le flux d'évaporation. Une lame est placée mm au dessus de la surface évaporative qui permet entre les deux d'avoir un écoulement constant d'air à humidité contrôlée à un débit fixé.

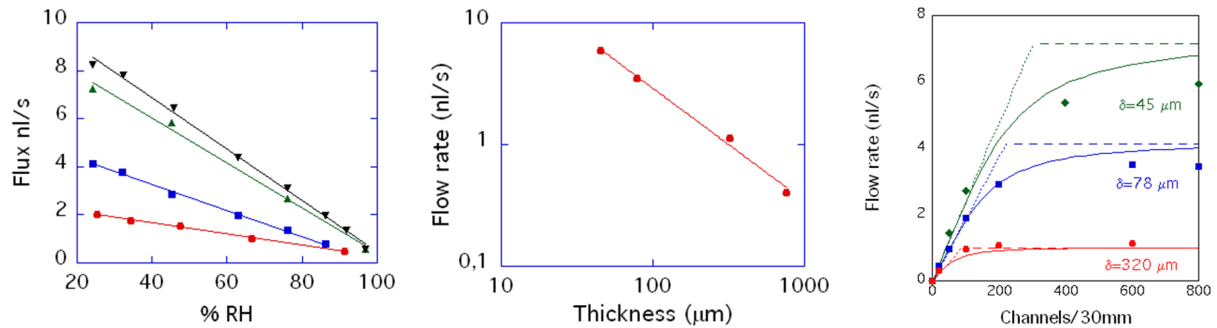


FIGURE II.8 – Gauche : Le flux est linéaire avec l'humidité. Milieu : le flux est inversement proportionnel à l'épaisseur de PDMS. Droite : le flux sature lorsque d de vient de l'ordre de δ .

Nous avons mesuré le débit atteint par cette pompe passive en fonction de différents paramètres dont la densité de canaux (proportionnelle à $1/d$, d variant de 37 à 1,5 mm), l'épaisseur de la membrane de PDMS (δ variant de 45 à 1 mm), mais aussi le degré d'humidité (%RH). Tous ces résultats sont présentés Fig. II.8. Les trois graphiques sont cohérents avec un processus de diffusion, que l'on confirme ici pour des dispositifs en PDMS. Le flux est bien proportionnel au degré d'humidité et inversement proportionnel à la distance... c'est à dire proportionnel à un gradient de concentration en eau dans le PDMS. Pour ce qui est de la distance entre les canaux, on constate qu'il y a deux régime : à faible densité, lorsque $d \gg \delta$, chaque canal évapore indépendamment sa quantité d'eau, ainsi lorsque la densité augmente, le flux augmente linéairement. Par contre lorsque d de vient de l'ordre de δ voire plus petit, le flux sature, on atteint l'évaporation maximale d'un seul canal représentant la surface totale d'évaporation (qu'il n'est donc pas nécessaire d'atteindre).

L'équation régissant ces flux est l'équation de Laplace, car on se place en régime stationnaire, qui s'écrit : $\Delta c = 0$, on suppose le problème bi-dimensionnel, ainsi la direction des canaux est supposée infinie, ce qui réduit le variables à x et y , respectivement selon l'épaisseur et la largeur des canaux. Ainsi on a pu montrer [12] que le flux total J_T vaut :

$$\begin{cases} J_T \simeq \frac{D(c_o - c_1)}{d} LW & \text{pour } d \ll \delta \\ J_T \simeq \frac{D(c_o - c_1)}{\delta} LW & \text{pour } d \gg \delta \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

On a pu simuler assez simplement le problème pour différents rapports entre d et δ , et prédire numériquement le flux généré (voir ligne pleine Fig. II.8 droite) quelque soit la valeur de d . L'image de gauche de la Fig. II.9 montre la répartition de concentration et les lignes iso-concentration obtenues par la simulation. Les expériences sur un système diffusif et ces simulations sont donc en bon accord. Cela nous a incité à mesurer sur des échantillons naturels la relation entre épaisseur et distance minimale entre veines.

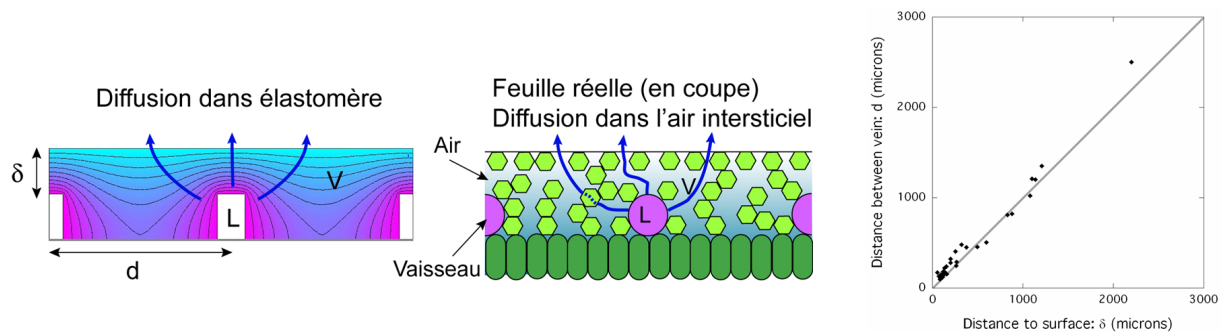


FIGURE II.9 – Gauche : analogie feuilles en élastomère et feuilles réelles : dans les deux cas, on a un processus de diffusion de l'eau par évaporation. Droite : Mesure sur des feuilles réelles de nombreuses espèces montrant la corrélation entre l'épaisseur des feuilles et la distance entre vaisseaux.

La plupart des feuilles réelles présente une structure de venation hiérarchisée et réticulée. Etant intéressés par le passage entre vaisseaux du xylème et la surface de la feuille (ce qu'on appelle la mésophylle [6]), nous nous sommes concentrés sur les veines d'ordre le plus grand (les plus petites). Nous avons donc mesuré en réalisant des sections de feuilles la distance δ entre ces veines et la surface, et la distance moyenne entre veines voisines (d), pour 32 espèces caractéristiques d'environnement ouvert, non ombragés [12]. Le fait d'être réticulé ou non a peu d'importance ici, on remarque que pour la plupart des feuilles, la distance d est très proche de δ . Ainsi les feuilles ne produisent pas de veines en excès par rapport à ce qui leur est nécessaire pour permettre au maximum d'eau d'atteindre la surface de la feuille. Les coûts de construction de veines, l'espace pris sur des cellules qui pourraient réaliser la photosynthèse constituent donc des facteurs régulant qui donnent cet optimum.

II.4 Mouvements rapides : spores de champignons

Réalisé avec J. Dumais, S. Yang (OEB, Harvard University)

Comme nous l'avons décrit plus haut, divers mouvements rapides ont été "imaginés" par les plantes pour assurer différentes fonction. Ici je présente notre étude qui concerne le mécanisme rapide d'éjection des spores de champignons, donc en vue de la reproduction de ces espèces. Ce mécanisme est fondé

sur la coalescence d'une goutte micrométrique avec la spore, ce qui l'éjecte à environ 1 m.s^{-1} . Ainsi ce sont les forces de tension de surface qui permettent cette éjection qui est une auto-propulsion. Ce phénomène est commun, à la famille des basidiomycètes, une des familles de champignons. Elle recouvre la plupart des champignons comestibles. Il peut s'agir de champignons à lamelles, mais aussi de champignons pathogènes des feuilles de plantes (Fig. II.11). Ce mécanisme a attiré les biologistes depuis plus d'un siècle [21]-[22].



FIGURE II.10 – Gauche : Nuage de spores tombé des lamelles puis pris par le vent. Droite : trajectoire d'abord horizontale des spores vers la lamelle en face puis chute libre verticale. Les deux images sont tirées de [21].

Les spores (ballistospores) sont des particules d'une dizaine de microns (plutôt allongées). Le but de ce mécanisme est de les éjecter hors des lamelles (s'il s'agit de champignons à lamelles, mais sinon il s'agit simplement de les éjecter de la surface où ils poussent), avec une trajectoire d'abord horizontale pour arriver à mi-distance des lamelles, puis en pure chute libre verticale qui les fait tomber sous le champignon. Buller a appelé cette trajectoire la "Sporabola", c'est essentiellement deux portions de droite, on verra son équation plus loin. Ensuite le vent les emporte le plus loin possible avant qu'ils ne touchent le sol. On peut voir Fig. II.10 de très belles illustrations datant de un siècle montrant ces deux aspects. En fait ces organismes sont souterrains, ce que l'on mange ce sont les fruits, qui émergent pour réaliser cette éjection et assurer une mise en contact efficace des spores avec l'air, si possible en écoulement. Plusieurs millions de spores peuvent être éjectées en une heure.

L'éjection se produit grâce à la naissance d'une goutte d'eau par condensation à la base d'une spore. Cette condensation est induite par l'exsudation de soluté (Mannitol) au niveau de l'"hilar appendix" (voir Fig. II.11 ce qui a été montré assez récemment ([24])). Cette goutte en grossissant (cela se passe en environ une dizaine de secondes, il faut bien sûr une atmosphère humide) finit par toucher, à ce moment elle la mouille très rapidement. Cette coalescence se fait à des vitesses de l'ordre de 10 m/s , elle est donnée par la vitesse caractéristique échangeant inertie et capillarité : $V_D = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R_D}}$. Il est facile de comprendre comment du point de vue énergétique la réduction de surface ($E_p \simeq \gamma R^2$) peut conduire à la libération d'énergie cinétique pour la goutte ($\rho R_D^3 V_D^2$) puis pour la spore. Cette idée a été proposée par Turner et Webster [23] qui obtenaient ce résultat par un calcul simple en considérant la force de tension de surface. Ensuite les premières expériences en caméra rapide ont été publiées par Pringle et al. [25]. Ce qui est plus complexe c'est de savoir comment se passe ce transfert, comment agissent

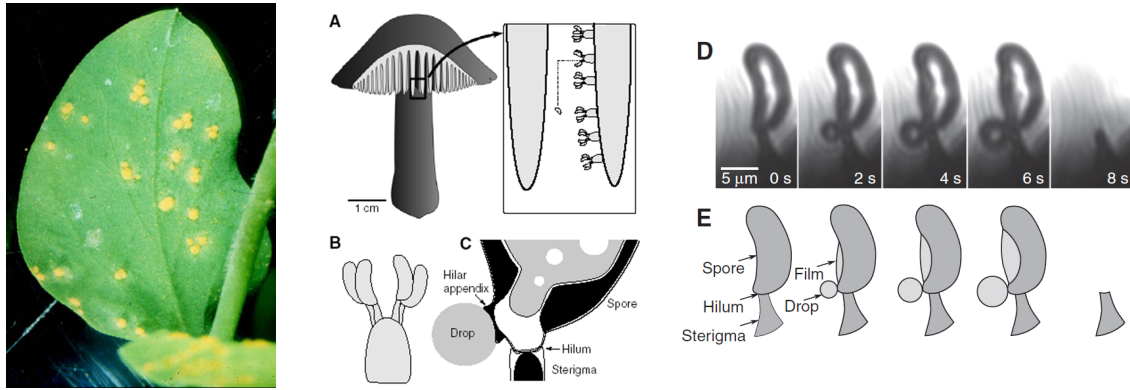


FIGURE II.11 – Gauche : Champignons pathogènes sur des feuilles, la distance entre taches correspond aux bonds lors des éjection de spores et la contamination qui s'en suit. Milieu : Champignon commun, lui aussi de la famille des basidiomycètes avec les lamelles sur lesquelles poussent les spores par quatre. En bas : zoom sur la base d'une spore. Droite : condensation de la goutte à la base de la spore.

les forces mises en jeu pour produire une auto-propulsion des spores. Nous avons pu répondre à ces questions à l'aide d'imagerie ultra rapide, d'expériences modèles et en mesurant la force nécessaire au détachement des spores de leur support, le stérigmate. L'article paru dans *Journal of Experimental Biology* [26] a reçu le prix du meilleur article de l'année.

Pour simplifier, nous avons utilisé une espèce de champignon asiatique (*Auricularia Auricula*, ou "oreille de Judas" ou "champignon noir") dont l'on coupe de fines tranches, que l'on pose sur des substrat humide d'agar et que l'on regarde sous microscope à des vitesses de 80000-90000 images/secondes et jusqu'à 250000 images/secondes. Ce sont des expériences rendues difficiles par la grande quantité de lumière nécessaire, par le fait que ce sont des images de quelques dizaines de microns et surtout qu'on doit attendre en regardant la spore qu'on aura choisi, en espérant qu'elle soit assez mure... L'attente les yeux sur le microscope ou l'écran était de l'ordre de l'heure. Dès qu'une goutte se nucléée, on a quelques secondes pour mettre la lumière à pleine puissance et enregistrer un film. Ce problème de forte dose d'éclairage nécessaire empêche un déclenchement automatique qui éviterait de rester devant l'image. On a fait le maximum pour avoir aussi des temps de pose assez courts, ce qui était la limite des expériences de Pringle et al. [25].

Nous avons d'abord déterminé la trajectoire des spores après éjection. Elle consiste dans le plan d'éjection à un simple freinage par la force de friction de l'air. La moyenne des vitesses d'éjection mesurées est de $0,8 m.s^{-1}$, on calcule un nombre de Reynolds associé à ce mouvement : $Re \simeq 0,5$. La friction est donc principalement visqueuse (Stokes). On a pu vérifier que la distance parcourue s'écrit bien : $x(t) = V_0 \tau_T (1 - e^{-t/\tau_T})$ avec V_0 la vitesse initiale de la spore, $\tau_T = \frac{m}{6\pi\mu R}$ le temps caractéristique de freinage en translation. La trajectoire suivie est essentiellement deux portions de droite : une horizontale que l'on a pu déterminer, un virage très serré, puis une ligne droite verticale balançant gravité et force de Stokes. La spore est en chute libre entre les lamelles, alors que la distance horizontale parcourue est précisément le demi espace entre lamelle. En calculant la chute $y(t)$ et donc la vitesse terminale de chute de la spore, puis en éliminant le temps, on retrouve la trajectoire de la Sporabola donnée par Buller [21] : $y(x) = \left(\frac{V_0^2}{g} - \log \left(1 - \frac{x}{V_0 \tau_T} \right) - \frac{x}{V_0 \tau_T} \right)$

On a pu aussi observer que la spore tourne sur elle-même, l'angle de son axe principal vérifiant : $\alpha(t) = \Omega_0 \tau_R (1 - e^{-t/\tau_R})$, avec Ω_0 la vitesse angulaire initiale et $\tau_R = \frac{m}{20\pi\mu R}$ le temps caractéristique de freinage en rotation.

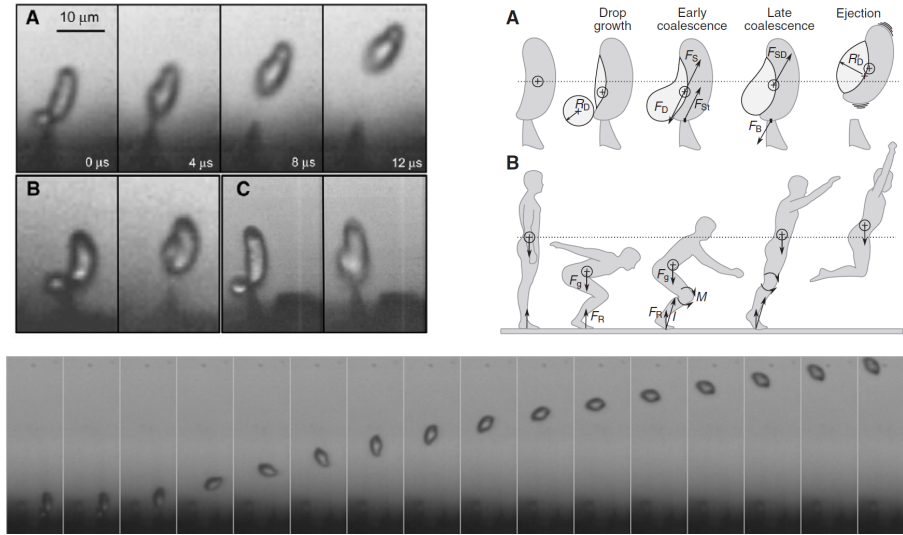


FIGURE II.12 – Gauche, haut : film obtenu à 250000 images/secondes du départ d'une spore par coalescence de goutte. En dessous : 100000 fps et 75000 fps. Droite : Analogie avec le saut. Bas : trajectoire de la spore après éjection.

En filmant à grande vitesse (Fig. II.12), on a pu vérifier que la goutte coalesce avec la spore en moins de 4 μs . La goutte et la spore exercent l'une sur l'autre une même force de tension de surface de sens opposé. Cette force est d'ordre $F_s \simeq 2\pi\gamma R_D$ soit environ 1 μN . Ce qui permet l'éjection de l'ensemble est la force extérieure à ce système appliquée par le support de la spore : le stérigmate. Cette force de réaction vaut en intensité F_s . On peut faire une analogie entre ce mécanisme et celui du saut des êtres humains. La aussi c'est la réaction du sol qui nous permet de rebondir. Un parallèle intéressant peut être fait quand on sait que les meilleurs sauteurs animaux décollent aussi avec des vitesses de l'ordre de quelques mètres/seconde. Serait-ce pour différents mécanismes à différentes échelles une limite [27]-[28] ?

Pour connaître la vitesse de l'ensemble {spore + goutte}, on applique la conservation de la quantité de mouvement, on a ainsi : $m_D V_D = (m_D + m_S) V_T$. C'est aussi une autre façon de comprendre le mécanisme : la goutte percute à grande vitesse la spore (plus massive) et le tout réalisant un choc mou s'éjecte du support. Pour connaître la vitesse V_D de la goutte avec un peu plus de précision que le calcul en ordre de grandeur donnant $V_D = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R_D}}$, on peut tenir compte un peu plus de la géométrie en considérant une goutte sphérique mouillant une surface plane, devenant ainsi une calotte sphérique de rayon de courbure R'_D plus grand (voir Fig. II.13). On calcul la variation d'énergie potentielle avant et après la fusion. En calculant la variation des différentes énergie de surface, avec un angle de contact donné, en supposant des formes de calottes sphériques et la conservation du volume d'eau, on trouve : $\Delta E_p = \gamma 4\pi R_D^2 (1 - R_D/R'_D)$. En supposant une conservation intégrale de l'énergie cinétique de la goutte : $2\pi\rho R_D^3 V_D^2$. On trouve [?] :

$$V_D = \left(\frac{6\gamma}{\rho} \left(\frac{1}{R_D} - \frac{1}{R'_D} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{II.2})$$

Nous avons pu comparer nos valeurs expérimentales et cette valeur théorique, on trouve un ratio de 0.73 au lieu de 1 du fait des effets de dissipation. Cette mesure nécessite de connaître la masse de la goutte, de la spore, de supposer la conservation de la quantité de mouvement et de mesurer les rayons de courbures sur des images présentant une résolution spatiale faible, c'est donc une détermination assez approximative.

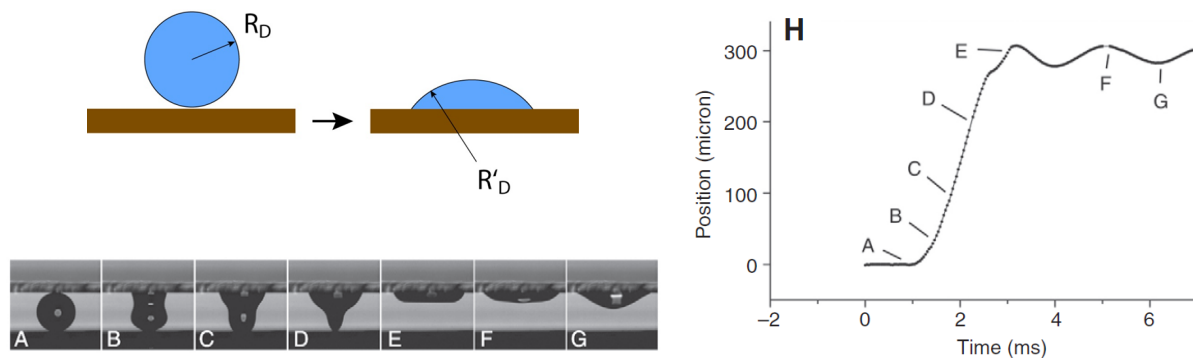


FIGURE II.13 – Expérience modèle de mouillage inertiel d'une goutte sur un substrat. Sur le graphique, on a reporté la position du centre de masse en fonction du temps.

Pour vérifier cette loi, on a aussi réalisé des expériences sur des système artificiel, en approchant une surface hydrophile d'une surface superhydrophobe sur laquelle était déposée une goutte d'eau de taille variable. Cette expérience est analogue au problème étudié par Biance et al. [29]. Dans notre cas, la goutte passe entièrement d'une surface à l'autre avec une vitesse caractéristique facilement mesurable (quelques dizaines de centimètres par secondes) et surtout avec une géométrie avant et après le mouvement précisément mesurable II.13. On trouve cette fois un ratio expérience/théorie de 0.28, avec une loi d'échelle cohérente. Dans notre système artificiel, on a donc des pertes plus importantes, mais la loi d'échelle pour la vitesse du centre de masse de la goutte est respectée. Il faut noter que les tailles de gouttes sont au moins 10 fois plus grandes dans cette expérience.

Enfin on a pu mesurer la force de décrochage de la spore, en utilisant des pipettes étirées comme poutre. En y appliquant de la Poly-lysine, l'adhésion avec la spore est augmentée, ce qui permet en tirant dessus de mesurer la force et le travail nécessaire à son décrochage. On a pu constater en réalisant de nombreuses expériences qu'il y a en gros deux catégories de spores : les matures dont la force de décrochage est de l'ordre de $F_B = 0,15 \mu N$ voire moins et celles qui ne sont pas prêtes à faire le mouvement d'éjection et pour lesquelles la force vaut de l'ordre de $3 - 4 \mu N$. Cela avait été observé qualitativement : le lien des spores avec leur support diminue fortement avant l'éjection [30]. La force de tension de surface maximale vaut $F_s = 2\pi\gamma R_D \simeq 1,4 \mu N$. On a pu mesurer la raideur k du support, on peut ainsi déterminer le travail nécessaire à décrocher une spore $W_B = F_B^2/(2k)$. Ainsi si la goutte se nucléée, la spore reste accrochée à son support et rien de se passe. On calcule que la perte de vitesse au décrochage est de l'ordre de 3-4 %. Ainsi on peut considérer qu'il y a effectivement conservation de la quantité de mouvement.

Nous avons donc pu comprendre comment l'énergie de surface d'une microgoutte est transformée en énergie cinétique pour des spores de champignons. On peut noter la fantastique corrélation entre la distance horizontale atteinte par la "sporabola", de l'ordre de quelques centaines de microns et la distance moyenne entre lamelles qui est de l'ordre du millimètre. Ce mécanisme utilisant la tension de surface à des échelles micrométriques pourrait surement trouver des applications dans la génération de mouvements ou de forces dans des dispositifs microfluidiques ou MEMS.

II.5 Mouvements rapides : spores de fougères

Réalisé avec Jacques Dumais, Jared Westbrook (Harvard Univ.), M. Argentina, C. Llorens, N. Rojas du LJAD à Nice

Toujours en collaboration avec Jacques Dumais, nous nous sommes tournés vers un autre mécanisme de dynamique rapide chez les végétaux : l'éjection de spores de fougères. Ce mécanisme permet d'éjecter à quelques dizaines de centimètres, voire beaucoup plus avec du vent, les spores hors de la plante. La capsule contenant les spores (le sporange) agit comme une catapulte dont le déclenchement est assuré par un événement de cavitation. Les sporanges sont concentrés en grappes sous les feuilles de fougère. Au coeur du processus d'éjection se trouve l'anneau (une rangée de 12 à 13 cellules qui forment une crête sur le sporange). C'est une structure élastique qui va pouvoir emmagasiner de l'énergie. Sa déformation est provoquée par l'évaporation de l'eau de ses cellules. Celles-ci n'ont pas les mêmes parois vers l'intérieur et l'extérieur de l'anneau. Lorsque le volume des cellules diminue, l'anneau est donc déformé un peu comme un accordéon dans les mains d'un musicien.

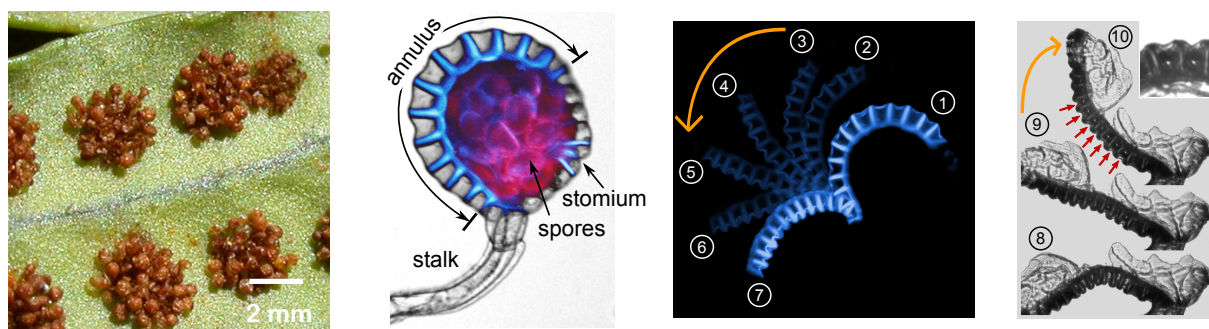


FIGURE II.14 – Gauche : Sporange de fougères sous une feuille et détail au microscope. Milieu : images successives de l'ouverture lente (dizaines de secondes) lors de l'évaporation de l'eau des cellules. Droite : Fermeture rapide de l'anneau. Géométrie juste avant cavitation, 0.4 ms après cavitation et 40 ms après cavitation. 7 cellules ont cavitées (flèches).

Ce qui équilibre les contraintes élastiques dans la poutre que constitue l'anneau, c'est la diminution de la pression dans ses cellules, l'eau "tirant" sur les différentes parois. L'eau passe ainsi rapidement à un état de pression négative, jusque plusieurs dizaines de fois la pression atmosphérique en négatif. Cet état est métastable (voir plus haut dans la partie "transport"). L'état d'équilibre correspond à la

présence conjuguée d'eau sous forme de vapeur et de liquide. Il perdure jusqu'à ce que soit nucléée une bulle de cavitation. A ce moment plus rien ne retient l'anneau ouvert et il se referme en se détendant brutalement, produisant un mouvement très rapide qui éjecte les spores par relâchement de l'énergie élastique stockée (Fig. II.14).

La plupart des expériences ont été réalisées avec des sporanges ayant déjà éjectés leurs spores. L'espèce utilisée est le *Polypodium Aureum*. Les sporanges sont isolés de la plante et collés au bout d'une fine pipette. Ce sont des structures qui une fois replongées dans l'eau peuvent se recharger. Par rapport à la situation de l'éjection avec spores, la principale différence réside dans la différence de masse. Vu que celle du sporange est dominante et que les résultats obtenus dans l'air et dans des solutions (qui apporte une masse ajoutée conséquente) sont proches, on négligera cette différence.

On présente ici nos résultats concernant l'étude des différentes étapes du mécanisme. **1)** Il s'agit d'abord de l'**ouverture lente** du sporange, on a étudié cela non pas dans un air sec mais dans des solutions osmotiques. **2)** Une fois bien ouvert, les sporanges sont tels une catapulte chargée, des bulles de cavitation apparaissent. Toujours dans les mêmes expériences avec des solutions osmotiques, on a ainsi pu déterminer indirectement la valeur des pressions négatives atteintes. Ces deux aspects ont été publiés pour l'instant dans des actes de conférences [38]. **3)** L'apparition des bulles de cavitation fait, en moins d'une microseconde, remonter la pression dans les cellules de l'anneau, plus rien ne retient cette poutre élastique, on observe alors la **fermeture rapide** qui présente, on le verra, une dynamique plus complexe qu'attendue, rendant le mécanisme très efficace. Cette troisième partie est juste en soumission.

II.5.1 Ouverture lente

Nous avons, pour étudier cette ouverture, utilisé des solutions osmotiques. Celle-ci étaient constituées de chlorure de calcium (CaCl_2) entre 0 et 2 M, ce qui correspond à des degrés d'humidité entre 100 % et 80 % environ. Ces solutions permettent d'imposer un potentiel chimique externe pour l'eau comme le réalise de l'air plus ou moins humide en dehors du sporange. On a pu vérifier en répétant les expériences que la membrane était bien semi-perméable. Les expériences de fermetures ont elles été réalisées à la fois dans des solutions et dans l'air mais sans imposer aussi précisément l'humidité.

On a filmé pour différentes concentrations en solution la déformation du sporange qui s'ouvre en fonction du temps. A l'aide de traitement d'image, on remonte à la courbure moyenne de l'anneau. On montre Fig. II.15 ces courbes qui montrent une saturation aux grands temps. Ainsi la pression diminuant et les solutés à l'intérieur des cellules se concentrant, on tend vers un équilibre pour lequel autant d'eau sort et rentre : le volume des cellules ne varie plus, tout comme la courbure.

Pour expliquer ces observations, on a utilisé le paramètre classique des biologistes pour caractériser les échanges d'eau : le potentiel hydrique, ratio du potentiel chimique de l'eau μ sur le volume molaire de l'eau liquide V_w . On a ainsi pour de l'eau sous forme de vapeur, lorsque le sporange est placé à l'air libre, le potentiel hydrique qui s'écrit : $\psi_e = \frac{RT}{V_w} \ln(\dots)$

$$J_V = L (\Psi_i - \Psi_e)$$

L est la perméabilité de la membrane, elle s'exprime en $m.s^{-1}.bar^{-1}$.

Ainsi on a un flux d'eau hors des cellules lorsqu'à l'extérieur de celles-ci se trouve un potentiel qui y est inférieur du fait d'un air sec ou d'une solution plus ou moins concentrée. On déduit de ces équations la variation de volume en supposant l'aire A d'échange constante. Pour compléter le modèle on écrit une équation mécanique linéaire reliant la différence de pression et la courbure (via le moment qu'elle exerce sur les parois des cellules) et une dernière équation géométrique, encore linéaire, reliant la variation de volume et la variation de courbure. On introduit la courbure réduite : $k(t) = K(t) - K_0$, $K = (\theta(S) - \theta(S = 0))/S$, K_0 est la courbure initiale. On obtient [38] :

$$\frac{dk}{dt} = \frac{L}{b^2} \left(\theta_e - \frac{\theta_0(1 - bK_0)}{1 - bK_0 - bk} - Bk \right) \quad (II.3)$$

θ_0 est la pression osmotique due aux solutés à l'instant initial, b est la hauteur d'une cellule, l sa largeur et $B = \frac{2EI}{lb^2}$ la raideur de l'anneau. EI est son moment d'inertie.

On a ajusté nos courbes par une méthode numérique de minimisation résolvant l'équation II.3 et obtenu les paramètres θ_0 , B , b . Les deux derniers sont en bon accord avec des mesures de forces effectuées sur l'anneau et des mesures visuelles pour b . La valeur de θ_0 obtenue est proche de $13.9 \pm 3.6 bar$. Ainsi lorsque l'anneau se déforme les solutés dans les cellules se retrouvent plus concentrés et l'eau a de moins en moins tendance à sortir.

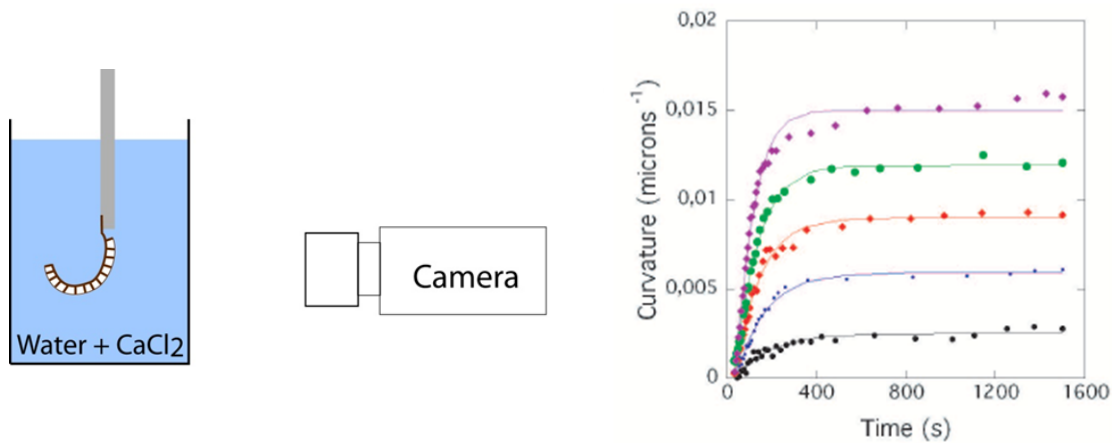


FIGURE II.15 – Gauche : Schéma expérimental. Droite : courbe $K(t) - K_0$ pour des pressions osmotiques dans la solution valant 27.1, 43.4, 61.8, 83.2 et 107.6 bar.

La pression atteinte se calcule donc approximativement par : $P_i = P_0 - B(K(t) - K_0)$.

II.5.2 Seuil de cavitation

Comme nous l'avons déjà dit, et selon l'équation précédente, la pression P_i dans les cellules décroît vers des valeurs très négatives lorsque la courbure $K(t)$ augmente. Il est difficile dans ces expériences de savoir précisément où se passe le phénomène de nucléation. Il peut s'agir de défauts sur les parois, de bulles préexistantes... Nous avons pu analyser statistiquement la probabilité à des concentrations donnée d'obtenir au moins un évènement de cavitation au bout d'un temps fixé (850 secondes). On obtient ainsi la courbe de la Fig. II.16. Ainsi c'est pour des tensions limites d'environ -9 MPa que se produisent des évènements de cavitation : nucléation de une ou plusieurs bulles dans des cellules adjacentes comme sur l'image Fig. II.16.

Dans ce système naturel, la pression négative est une nécessité, comme pour la montée de la sève, mais la cavitation n'est pas un inconvénient, c'est même l'élément tout aussi nécessaire du déclenchement de l'éjection. On trouve des valeurs cohérentes de pressions négatives atteintes dans les arbres les plus résistants à la cavitation.

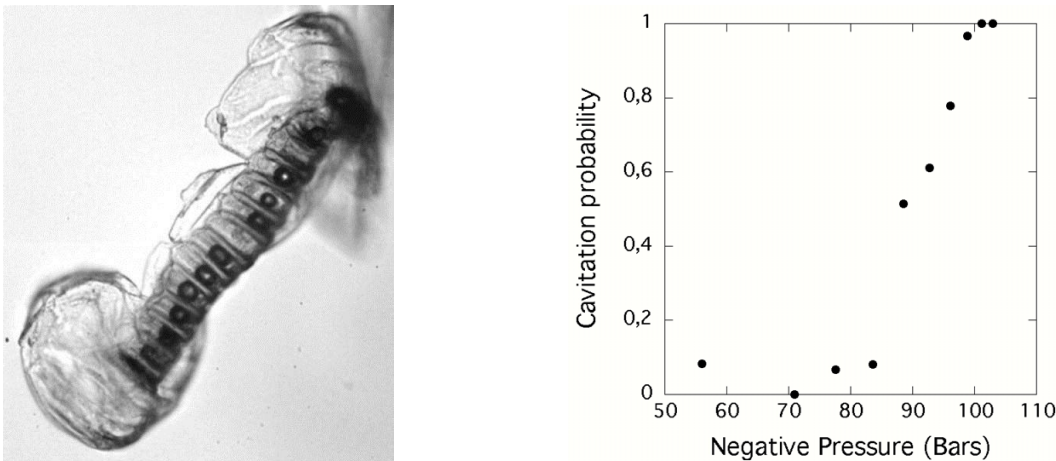


FIGURE II.16 – Gauche : bulles de cavitation. Droite : Probabilité de cavitation en fonction de la dépression atteinte estimée.

II.5.3 Fermeture rapide

Nous présentons ici nos observations de la dynamique rapide de fermeture de l'anneau. Après la nucléation de bulles, on a une libération rapide de l'énergie stockée dans l'anneau et expulsion des spores à une vitesse initiale de l'ordre de $10m.s^{-1}$.

La similarité avec les catapultes médiévales n'a pas échappé à l'attention [32], voir Fig. II.17. Pourtant, un aspect important du mécanisme est resté inaperçu. Les catapultes fabriquées par l'homme sont équipées d'une barre transversale pour arrêter le mouvement du bras. Sans elle, elles lanceraient leurs projectiles directement vers le sol. Cette "barre" est manifestement absente du sporange suggérant que l'anneau devrait simplement accélérer vers sa conformation fermée sans éjecter les spores. Ici, nous

montrons que la sophistication de ce mécanisme d'éjection, et la base de son efficacité, se trouvent dans les deux échelles de temps très différentes associées à la fermeture du sporange que nous avons pu observer. On le voit Fig. II.17 sur la courbure moyenne de l'anneau en fonction du temps.

Après la cavitation, l'anneau se referme d'environ 30 % en quelques dizaines de μs , cela correspond au temps inertiel du mouvement de retour d'une poutre. Cette première phase est suivie d'une relaxation beaucoup plus lente vers une configuration presque fermée en quelques dizaines à centaines de ms . Nous interprétons cette deuxième phase comme une dissipation poroélastique de l'énergie restante. La paroi de l'anneau est constituée d'un réseau serré de fibres de cellulose entourées par l'eau qui s'écoule entre elles pour se conformer à leurs déplacements relatifs. La taille minuscule des pores induit de fortes pertes visqueuses (la loi de Darcy) qui ralentissent considérablement le mouvement de l'anneau.

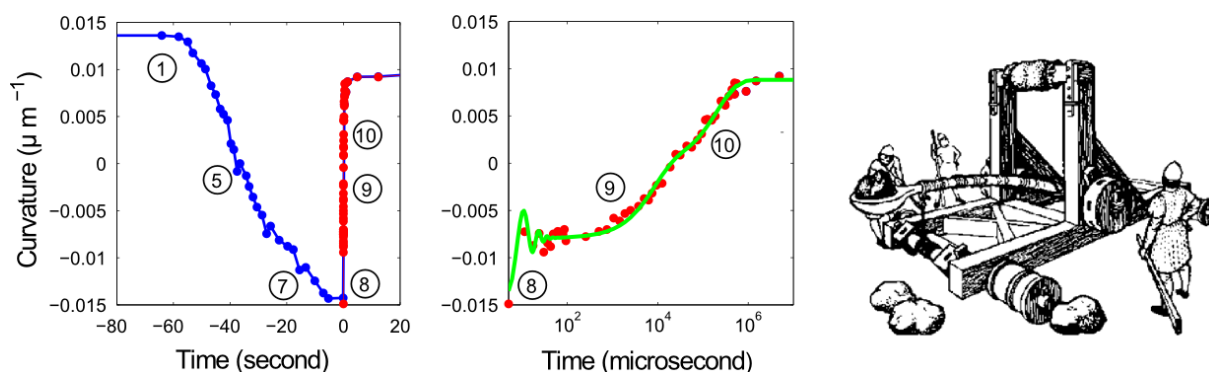


FIGURE II.17 – Gauche : Courbure en fonction du temps pour l'ouverture dans l'air humide. Milieu : Fermeture rapide en diagramme log-linéaire, on note les différents temps caractéristiques. Les nombres correspondent aux images de la Fig. II.14. Les ajustements sont issus de notre modèle. Droite : Catapulte médiévale avec sa barre transversale.

On a pu décrire cette dynamique dans un modèle global découlant des équations de poutres décrivant l'ouverture lente et la fermeture rapide de l'anneau. Cette dynamique peut aussi être décrite en utilisant un modèle viscoélastique de Maxwell généralisé équivalent qui s'adapte très bien à nos données et intègre toutes les forces physiques en jeu. En faisant des hypothèses sur les équations de poroélasticité, le modèle se simplifie (voir Fig. II.18). On aboutit à un ajustement constitué d'une somme d'oscillations amorties et de relaxation exponentielles qui est bien cohérent avec nos mesures.

Les échelles de temps mesurées et prédites sont en bon accord à la fois pour le régime inertiel ($25 \mu s$ et $27 \mu s$) et le régime poroélastique ($5.8 ms$ et $3 ms$). Le temps de freinage plus élevé que le temps inertiel rend ce mouvement autonome. Le sporange est donc en mesure de contrôler le relâchement de l'anneau pour qu'il s'arrête en chemin sans l'utilisation d'éléments structuraux (tel un tram lancé à pleine vitesse sur l'avenue Jean Médecin et qui s'arrêtera) avant de continuer à se refermer plus lentement.

Il est frappant qu'une douzaine de cellules aussi simplement alignées peuvent remplir toutes les fonctions d'une catapulte médiévale : la force motrice pour charger la catapulte (la cohésion de l'eau), le stockage d'énergie (les parois de l'anneau), le mécanisme de déclenchement (la cavitation), et l'arrêt de façon autonome du mouvement de retour (comportement poro-élastiques de la paroi de l'anneau).

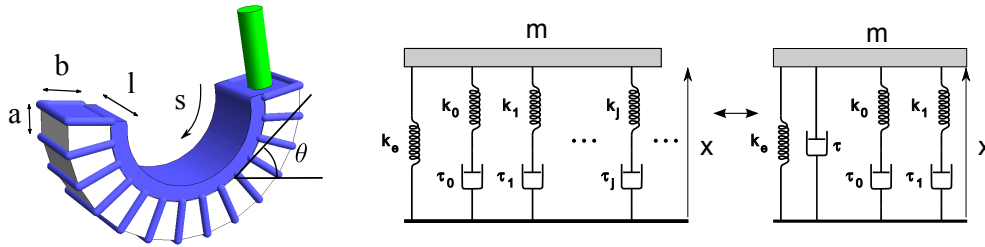


FIGURE II.18 – Gauche : Géométrie de l’anneau. Droite : modèle viscoélastique représentant l’anneau.

En utilisant des techniques de microfabrication pour concevoir des modèles biomimétiques, on étudie ce phénomène naturel d’éjection rapide. Les premiers résultats nous ont permis d’observer comme dans la situation réelle la déformation d’une membrane élastique sous évaporation. On a pour cela construit récemment une salle blanche au LPMC (comportant "Spin coater", une lampe UV, un appareil plasma... tout le matériel nécessaire à la microfabrication de dispositifs simples pour la microfluidique les surfaces texturées...).

Ces expériences vont pouvoir pleinement se développer dans le cadre de l’ANR jeunes chercheurs "CAVISOF" dont je suis le porteur, qui a commencé il y a un an avec F. Celestini et C. Raufaste du LPMC et M. Argentina du LJAD (Mathématiques).

De même que pour les spores de champignons, ce mécanisme pourrait trouver des applications dans les MEMS, mais aussi servir de capteur d’humidité (c’est ce qui est réalisé Fig. II.15), de moteur...

Bibliographie

- [1] Skotheim JM and Mahadevan L., SCIENCE 308, 5726, pp. 1308 (2005),
- [2] Forterre Y et al., NATURE 433, 7024, pp. 421 (2005),
- [3] J. Edwards et al., NATURE, **235**, p. 164 (2005)
- [4] Wheeler TD, Stroock AD, NATURE, 455, 7210, pp.208 (2008)).
- [5] Raven et al. *Biologie*, de boeck éd. (2007).
- [6] Taiz L, Zeiger E. Plant Physiol (Sinauer, Sunderland, MA), 4th Ed. (2006).
- [7] J.A. Lockhart. An analysis of irreversible plant cell elongation. Jour. of Theo. Biology, **8**, p. 264 (1965)
- [8] Tyree M.T., Zimmermann M.H., Xylem Structure and the Ascent of Sap, Springer, 2nd ed. (2003)
- [9] Debenedetti, P.G., Metastable Liquids : Concepts and Principles, Princeton University Press (1997)
- [10] S. Douady, Y. Couder, Phyllotaxis as a physical self-organized growth process. Phys. Rev. Lett. **68**, 13, pp. 2098-2101 (1992)
- [11] E. Katifori, S. Alben, E. Cerda, D.R. Nelson, J. Dumais. Foldable structures and the natural design of pollen grains. PNAS, **107**, 17, pp. 7635-7639 (2010)
- [12] Noblin, X., Mahadevan, L., Coomaraswamy, I. A., Weitz, D. A., Holbrook, N. M. and Zwieniecki, M. A. Optimal vein density in artificial and real leaves. Proc Natl Acad Sci USA **105**, 27, pp. 9140-9144 (2008)
- [13] Verneuil E, Buguin A, Silberzan P. Permeation-induced flows : Consequences for silicone-based microfluidics. Europhys Lett **68**, pp. 412418 (2004)
- [14] Randall GC, Doyle PS. Permeation-driven flow in poly(dimethylsiloxane) microfluidic devices. Proc Natl Acad Sci USA **102**, pp. 10813-10818 (2005)
- [15] Roth-Nebelsick A, Uhl D, Mosbrugger V, Kerp H (2001) Evolution and function of leaf venation architecture : A review. Ann Bot 87 :553 ?566.
- [16] Sack L, Holbrook NM (2006) Leaf hydraulics. Annu Rev Plant Biol 57 :361 ?382.
- [17] Wylie RB (1939) Relations between tissue organization and vein distribution in dicotyledon leaves. Am J Bot 26 :219 ?225.
- [18] Squires TM, Quake SR (2005) Microfluidics : Fluid physics at the nanoliter scale. Rev. Mod. Phys. **77**, 977 (2005).

- [19] Xia YN, Whitesides GM (1998) Soft lithography. *Annu Rev Mater Sci* 28 :153-184.
- [20] Bohn S, Andreotti B, Douady S, Munzinger J, Couder Y (2002) Constitutive property of the local organization of leaf venation networks. *Phys Rev E* 65 :061914.
- [21] Buller, A. (1909-1950). *Researches on Fungi*, vols. 1-7. London : Longmans, Green and Company.
- [22] Ingold, C. (1939). *Spore Discharge in Land Plants*. Oxford : Oxford University Press.
- [23] Turner, J. and Webster, J. (1991). Mass and momentum transfer on the small scale : how do mushrooms shed their spores ? *Chem. Eng. Sci.* **46**, 1145-1149.
- [24] Webster, J., Davey, R., Smirnoff, N., Fricke, W., Hinde, P., Tomos, D. and Turner, J. Mannitol and hexoses are components of Buller's drop. *Mycol. Res.* **99**, pp. 833-838 (1995)
- [25] Pringle, A., Patek, S., Fischer, M., Stolze, J. and Money, N. (2005). The captured launch of a ballistospore. *Mycologia* 97, 866-871.
- [26] X. Noblin, S. Yang and J. Dumais. Surface tension propulsion of fungal spores. *Jour. of Exp. Biology*, **212**, 17, pp. 2835-2843 (2009)
- [27] S. Vogel. Living in a physical world. II. The bio-ballistics of small projectiles. *J. Biosci.* 30, 167-175.
- [28] S. Vogel. Living in a physical world. III. Getting up to speed. *J. Biosci.* 30, 303-312.
- [29] Biance, A., Clanet, C. and Quéré, D. (2004). First steps in the spreading of a liquid droplet. *Phys. Rev. E* 69, 016301.
- [30] van Neil, C., Garner, G. and Cohen, A. (1972). On the mechanism of ballistospore discharge. *Arch. Mikrobiol.* 84, 129-140.
- [31] Nobel, P.S., *Physicochemical and environmental Plant Physiology*, 3rd ed., Elsevier (2005)
- [32] C. T. Ingold, *Spore Liberation* (Clarendon Press, Oxford, 1965).
- [33] O. Renner, *Jahr. wiss. Bot.* **56**, 647 (1915).
- [34] A. Ursprung, *Ber. deut. bot. Ges* **33**, 153 (1915).
- [35] K. T. Ritman, J. A. Milburn, *J. Exp. Bot.* **41**, 1157 (1990).
- [36] A. L. King, *Proc. Nat. Acad. Sci.* 30, 155 (1944).
- [37] Milburn J.A., *Water Flow in Plants*, Longman, London (1979)
- [38] Noblin X., Westbrook J., Rojas N., Argentina M., Dumais J., Biomechanics of fern spores discharge : the sporangium opening, *Proceedings of the Sixth Plant Biomechanics Conference*, Cayenne, Nov.16-21, 2009. B. Thibaut Editor. pp. 179-186 (2009)
- [39] J. M. Skotheim, L. Mahadevan, *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 460, 1995 (2004).
- [40] G. Cederbaum, L. P. Li, K. Schulgasser. *Poroelastic Structures* (Elsevier Science, 2000)



FIGURE II.19 – Edward Hopper, Dune by the Sea, 1930

Chapitre III

Ondes sonores dans les granulaires

Sommaire

III.1 Introduction	55
III.2 Les milieux granulaires	56
III.2.1 Problématiques physiques	56
III.3 Etat de l'art : contact entre grains et ondes sonores	58
III.3.1 Loi de contact entre grains	58
III.3.2 Propagation dans des chaines 1d	61
III.3.3 Empilements 2d et 3d	66
III.4 Nos expériences : dispositifs, grains cylindriques, photoélasticité	69
III.4.1 Les grains utilisés	70
III.4.2 L'approche photoélastique	72
III.5 Chaîne 1d linéaire	74
III.5.1 Loi Force-Vitesse	74
III.5.2 Dissipation	76
III.6 Chaîne 1d non linéaire	77
III.6.1 Amplitude moyenne	77
III.6.2 Grande amplitude	78
III.7 Empilement 2d	81
III.7.1 Dispositif expérimental	82
Bibliographie	91

III.1 Introduction

La propagation d'ondes acoustiques dans des milieux granulaires revêt une importance tant sur le plan fondamental (propagation en milieu non linéaire et désordonné) que pour ses applications en géophysique (ondes sismiques, explosion, ondes de choc..) ou en ingénierie (sonde non intrusive, vibrations, isolation). Le caractère non cohésif de l'empilement, le désordre dans le réseau de contacts et la non-linéarité au niveau de l'interaction entre grains (contact de Hertz) sont responsables des comportements originaux et mal élucidés présentés par les ondes de sons dans ces milieux. Nous avons choisi d'utiliser des grains cylindriques photoélastiques. L'observation entre polariseurs croisés de ces

grains produit des franges d'interférences dues aux différences des contraintes principales en chacun de leurs points. Ceci permet, à l'aide d'une caméra ultra-rapide (au-delà de 100000 images/s), de suivre en "temps réel" la dynamique de l'onde en tout point du milieu. A travers l'étude de la propagation d'une onde de compression à travers un empilement 1D, nous avons pu voir comment la géométrie du contact inter-grains (à l'échelle microscopique) influe sur la dynamique de l'onde et notamment sur des grandeurs macroscopiques comme la vitesse de propagation en fonction de la force statique appliquée.

III.2 Les milieux granulaires

Les milieux granulaires sont des assemblées de particules solides de taille supérieure à $100\ \mu\text{m}$. Pour les tailles inférieures, on parle de poudres, voire de colloïdes [1]-[2]. Les exemples sont nombreux : sable des dunes, anneaux de saturne, ballast des voies ferrées, produits industriels (matériaux de construction, produits alimentaires, pharmaceutiques, chimiques...). Leurs propriétés physiques sont relativement semblables, indépendantes de la nature ou de la géométrie exacte des grains, qui les distinguent des solides ou des liquides [3]-[4]. Ceux-ci donnent lieu à des phénomènes d'avalanches et de glissements de terrain [5]-[8], d'éboulements, d'érosion des dunes de sables [9]. Dans les silos, leurs propriétés mécaniques posent de nombreux problèmes...

Du fait de leur grande taille, les effets d'agitation thermique sont négligeables. Comparons pour cela l'énergie thermique à température ambiante et l'énergie typique pour déplacer un grain d'une hauteur verticale égale à son diamètre d . Nous souhaitons avoir $k_B T \ll mgd$, soit $d \gg (k_B T / \rho g)^{1/4}$, où ρ est la masse volumique. En prenant une masse volumique typique $\rho \propto 5\ \text{g/cm}^3$, on trouve $d \gg 0.1\ \mu\text{m}$. A partir de quelques micromètres, les particules sont non-Browniennes. La différence qui est faite avec les poudres (de $1\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$) réside dans les interactions attractives entre particules (Van der Waals) qui deviennent négligeables pour les grandes tailles.

Pour des milieux granulaires il existe encore une distinction selon qu'ils sont secs ou humides. La présence de liquide entre les grains conduit aussi à un phénomène de cohésion du fait de phénomènes capillaires [10]-[12]. Par contre, les granulaires dit secs ne peuvent résister à la traction, ils sont non cohésifs. Les interactions seront principalement de contact (résistance à la pénétration et frottement solide).

Les matériaux granulaires sont omniprésents dans notre quotidien (Fig. III.1).

III.2.1 Problématiques physiques

la physique des milieux granulaires a suscité un intérêt depuis plusieurs siècles chez d'illustres physiciens et ingénieurs (voir par exemple les livres de J. Duran [1] et Andreotti, Forterre, Pouliquen [2]). Leur compréhension reste incomplète en terme de description et d'équation globale malgré un effort conséquent depuis une trentaine d'années. Cela est du au fait qu'ils sont constitués d'un très grand nombre de particules, il s'agit de systèmes hors-équilibres, plusieurs échelles spatiales caractéristiques apparaissent, les lois de contact, de collision, de frottement sont complexes.

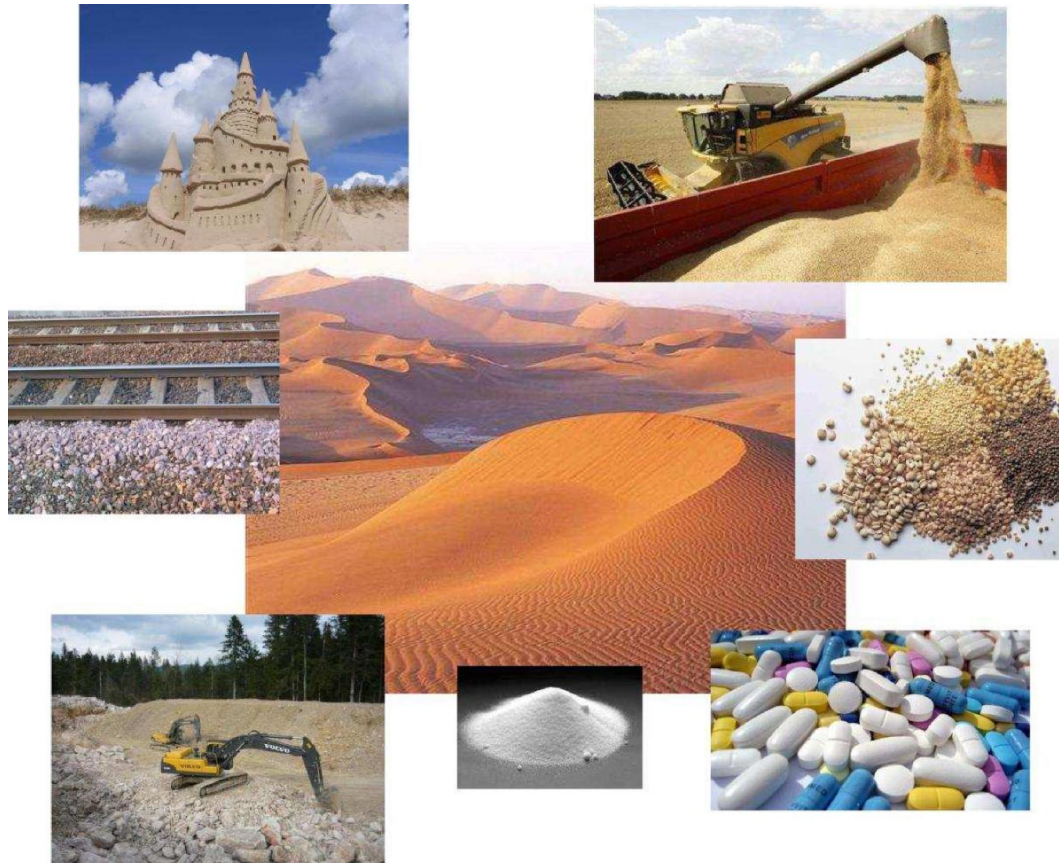


FIGURE III.1 – Exemples de matériaux granulaires. On rencontre ces matériaux en milieu naturel (Dunes, galets, châteaux de sable ...) et dans le secteur industriel (agroalimentaire, pharmaceutique, bâtiment). Tiré de [13]

Les exemples de problématiques dans ces milieux sont :

1) Le **comportement statique** des empilements, le désordre des empilements et les chaînes de forces, la compréhension des phénomènes de "Jamming".

Ainsi un milieu granulaire soumis à une contrainte statique se comporte de manière particulière : certains grains supportent des contraintes qui peuvent être beaucoup plus grande que celles sur leur voisins. On a formation de chaînes de forces, qui telles des cours d'eau canalisent les forces et provoquent de grandes disparités entre grains.

2) La compréhension des **phénomènes de plasticité et d'écoulements granulaires**, leur modélisation par analogie avec des modèles fluides ou rhéologiques. La réponse à des sollicitations du type cisaillement, vibrations de grande amplitude...

3) La description des **états gazeux** et l'analogie avec la physique statistique classique.

4) **Les phénomènes de transport**. Les phénomènes de propagation et de transport peuvent s'avérer très complexes dans ces milieux, notamment du fait de leur structure. Ainsi le transport de chaleur [14], la conduction électrique [15, 16, 17] dans ces milieux présentent des propriétés très particulières.

Un troisième type de phénomène de transport est donc la propagation d'ondes sonores, c'est ce sujet qui nous intéresse. Au départ étudié sous l'angle de milieux effectifs [18], les recherches dans le domaine se sont développées à différents niveaux : expérience à 3d, notamment concernant les effets du désordre, mais aussi en lien avec les phénomènes classiques d'acoustique non linéaire, enfin réduction du problème sur des empilements et surtout des chaînes à 1d, avec études d'ondes linéaires et non linéaires. Une onde acoustique se propage dans un milieu granulaire via les contacts entre grains, ceux-ci ont donc une importance particulière. Deux ingrédients sont importants dans ces problèmes :

- La non linéarité de la loi de contact entre grains, et cela pour deux raisons : i) Géométrie des surfaces qui conduisent à une relation non linéaire entre force et déformation. ii) Unilatéralité du contact qui ne peut être qu'en compression s'il n'y a pas de cohésion. Pour des grains sphériques, la loi de contact est connue sous le nom de loi de Hertz [19, 20]. Cette loi prévoit une dépendance en loi de puissance $3/2$ entre la déformation des grains et la force appliquée.
- Le caractère désordonné du réseau des contacts. Même si tous les grains de l'empilement semblent similaires et leurs centres disposés suivant un réseau parfaitement ordonné, un léger défaut de rugosité, de forme ou de taille peut induire que des grains voisins ne se touchent pas. Le réseau des contacts est alors désordonné [21]. Une force extérieure appliquée se répartira suivant un réseau de grains porteurs en filaments appelés chaînes de forces, où un petit nombre de contacts supportera la majeure partie de la force.

Le phénomène de transport des ondes de déformation dans ces matériaux a des enjeux importants en recherche fondamentale (propagation d'ondes dans un milieu non-linéaire et désordonné), mais aussi dans le secteur industriel, ou naturel (sismologie). De plus, l'utilisation de ces ondes est une des rares méthodes dont on dispose pour aller sonder un empilement granulaire de façon non-destructive. Nous rappelons dans la section suivante les propriétés de loi de contact entre grains, et un état de l'art du domaine. Ensuite nous présentons notre expérience puis nos résultats dans les différentes configurations étudiées.

Nous avons choisis de détailler un peu plus ce chapitre qui a fait l'objet de la thèse de Guillaume Huillard mais dont plusieurs parties ne sont pas encore publiées. A la différence des deux autres chapitres pour lesquels le lecteur pourra se reporter aux plus nombreuses publications pour plus de détails. Je remercie Guillaume pour la très belle rédaction de son manuscrit qui a souvent directement inspirée la mienne (pour ne pas dire plus).

III.3 Etat de l'art : contact entre grains et ondes sonores

III.3.1 Loi de contact entre grains

La description du contact entre deux grains est la base microscopique du comportement macroscopique d'un empilement granulaire. Considérons deux corps solides que l'on presse l'un contre l'autre. Pour des sphères, la théorie du contact a été donnée par H. Hertz (1881) [19], et repose sur la théorie de l'élasticité [20, 22, 23]. Pour des cylindres il n'y a pas d'approche exacte [24]. Lorsque les solides sont amenés tout juste au contact mais sans être encore déformés, ils ne se touchent qu'en un point

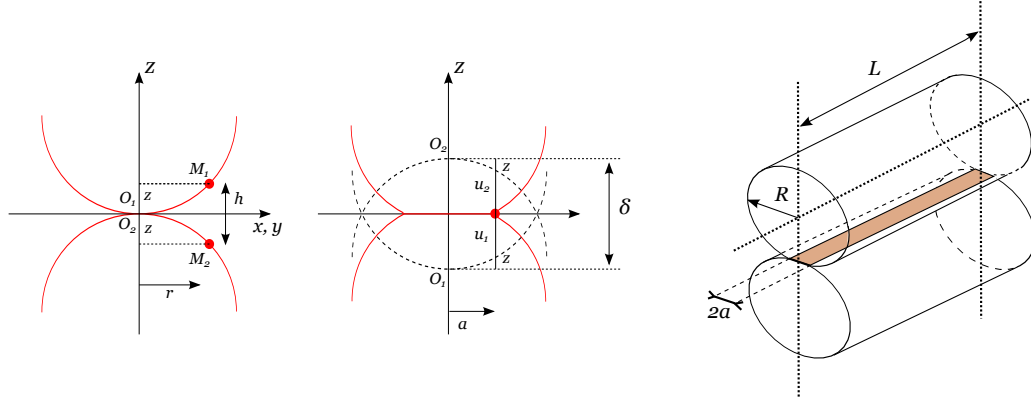


FIGURE III.2 – Gauche et milieu : contact entre deux sphères ou cylindres identiques, juste au contact puis soumis à une force de compression de sorte que leurs centres se rapprochent d’une distance δ . Droite : contact entre deux cylindres de longueur L , le contact initial est une ligne, sous compression, celle-ci devient une bande rectangulaire de longueur L et de largeur $2a$.

(pour les sphères) ou une ligne (pour les cylindres), puis sous l’action d’une faible compression, ceux-ci vont se déformer et avoir une certaine aire de contact en fonction des forces appliquées, de la géométrie et des propriétés mécaniques des corps. Les hypothèses aux calculs de la théorie du contact de Hertz sont : i) les surfaces des deux solides sont lisses et continues, ii) les dimensions de la zone de contact sont petites devant la taille et le rayon de courbure de chaque corps et iii) les surfaces de chaque corps sont supposées sans frottement de sorte que seules des forces normales sont appliquées.

La figure III.2.a représente deux sphères (ou deux cylindres) identiques de rayon R vues en coupe. Initialement, les deux corps sont tout juste au contact. Lors de la compression, les centres des deux solides bougent le long de l’axe z et se rapprochent d’une distance δ . Les courbes en pointillés de la Fig. III.2.b représentent les surfaces des deux solides telles qu’elles seraient en l’absence de déformation.

Le calcul de Hertz consiste à supposer l’expression de la pression p agissant sur la surface de contact, à calculer le champ de déplacement en tous points du demi-espace élastique engendré par cette pression, et vérifier si ce champ vérifie les équations géométriques du contact.

- Si l’on s’intéresse au cas du contact entre deux sphères identiques de rayon R , on écrit : $h = r^2/R = 2z$ et la surface de contact est un disque de rayon a . Soit d la déformation, on obtient la relation géométrique : $\frac{d}{a} = \frac{a}{2R}$. A cela, on ajoute un résultat de l’élasticité linéaire : la loi de Hooke : la déformation, ici d/a , est égale à la pression p divisée par le module d’Young E . Ainsi : $\frac{p}{E} \propto \frac{a}{2R}$, soit : $a \propto \frac{2pR}{E}$. De plus, la pression p s’exprime en fonction de la force de compression F appliquée sur les sphères : $F = \pi a^2 p$. On obtient l’expression du rayon a de la zone de contact, puis on déduit l’évolution de la surface de contact S . Sachant que $2R\delta = a^2$, on trouve une relation entre la force de compression F et l’écrasement des sphères δ .

Les expressions exactes se calculent en utilisant la répartition de pression proposée par Hertz, on précise ces différentes grandeurs dans le tableau III.3. En fait, la loi de Hertz est doublement non-linéaire : en plus de la puissance 3/2, due au effets géométrique, elle n’est vraie qu’en compression ($\delta > 0$).

Grandeur	Sphères	Cylindres
a	$a = \left[\frac{3R}{4} \left(\frac{1-\nu^2}{E} \right) F \right]^{1/3}$	$\sqrt{\frac{4(1-\nu^2)RF}{\pi LE}}$
S	$\pi \left[\frac{3R}{4} \left(\frac{1-\nu^2}{E} \right) F \right]^{2/3}$	$\sqrt{\frac{16(1-\nu^2)RLF}{\pi E}}$
F	$\frac{\sqrt{2R}}{3} \left(\frac{E}{1-\nu^2} \right) \delta^{3/2}$...
δ	..	$\frac{1-\nu^2}{\pi E} \frac{2F}{L} \left[\ln \left(\frac{4\pi ERL}{(1-\nu^2)F} \right) - 1 \right]$

FIGURE III.3 – Paramètres du contact entre sphères ou cylindres.

On peut montrer que le volume déformé sur le volume de la bille varie comme : $\frac{V_{\text{deformation}}}{V_{\text{bille}}} \propto \left(\frac{\delta}{R}\right)^2 \ll 1$. Cela montre que les déformations sont localisées dans un très petit volume autour de la région de contact. Cette propriété est essentielle pour pouvoir modéliser les interactions dans une chaîne de sphères par une association en série de masses et de ressorts. Prenons deux billes, l'une en acier et l'autre en polycarbonate, toutes deux de 1 cm de rayon, on a pour une force $F = 100$ N, pour la bille en acier : $\delta = 4 \mu\text{m}$ et $a = 150 \mu\text{m}$; pour la bille en polycarbonate, $\delta = 80 \mu\text{m}$ et $a = 600 \mu\text{m}$. On voit que la taille de la zone de contact a et l'écrasement δ sont effectivement petits par rapport à la taille de l'objet R . On est ainsi en plus assuré que les hypothèses faites pour mener le calcul de Hertz sont facilement vérifiées et ne sont donc pas contraignantes.

- On considère cette fois le contact entre deux cylindres de rayon R et de longueur L . Le contact initial s'opère (idéalement) suivant une ligne parallèle aux axes des cylindres. Sous compression, la surface de contact est une bande rectangulaire de longueur L et de largeur $2a$ (Fig. III.2). Naturellement, cette largeur dépend de la force F appliquée.

On a toujours $a \propto \frac{2pR}{E}$. La force de compression F est donnée par : $F = 2aLp$. On en déduit les valeurs de la demi-largeur du contact a et l'expression de la surface de contact S entre deux cylindres comprimés [24]. Il n'est pas possible de donner une relation explicite entre le chargement $P = F/L$ et l'écrasement δ des cylindres sans tenir compte de la forme globale des corps en contact et des conditions aux limites. Nous considérons ici le cas de la compression d'un cylindre par deux autres cylindres identiques placés de part et d'autre du cylindre central. Cette approche donne la relation approximative [24] :

$$\delta = \frac{1-\nu^2}{\pi E} \frac{2F}{L} \left[\ln \left(\frac{4\pi ERL}{(1-\nu^2)F} \right) - 1 \right] \quad (\text{III.1})$$

Cette expression montre que la relation entre la force F et la distance d'interpénétration δ n'est pas linéaire. Toutefois, ce n'est pas une loi de puissance comme c'est le cas pour le contact entre deux sphères. La distance d'interpénétration est plus petite pour les cylindres que pour les sphères. Les effets non-linéaires sont beaucoup moins accentués pour les cylindres. En ce qui concerne la surface de contact S , on remarque qu'à une même force F , celle-ci est plus grande pour les cylindres que pour les sphères. Expérimentalement, cela rend la tâche plus ardue. Effectivement la surface de contact étant plus grande, on sera plus sensible aux éventuels défauts de la surface.

III.3.2 Propagation dans des chaines 1d

Pour distinguer des effets de désordre à 2d ou 3d, une stratégie souvent utilisée consiste à étudier le comportement d'une onde dans une chaîne unidimensionnelle de grains. Nous présentons ici les travaux essentiels réalisés dans ce sens depuis une trentaines d'années.

Le modèle de la chaîne de masses-ressorts

On considère ici une chaîne unidimensionnelle constituée de N sphères identiques de rayon R et de masse volumique ρ . Les sphères sont en contact deux à deux et soumises à une force de confinement statique F_0 . Sous l'action de cette force, les sphères vont se déformer et leurs centres vont se rapprocher d'une distance δ_0 . Tout ce la se passe dans une zone proche de la région de contact, très petite par rapport aux dimensions de la sphère. De ce fait, il est possible de représenter chacune des billes de la chaîne par une masse ponctuelle $M = 4/3\rho\pi R^3$ reliées entre elles par un ressort non-linéaire donné par la loi de Hertz (voir Tableau ??). Cela est représenté sur la Fig. III.4.

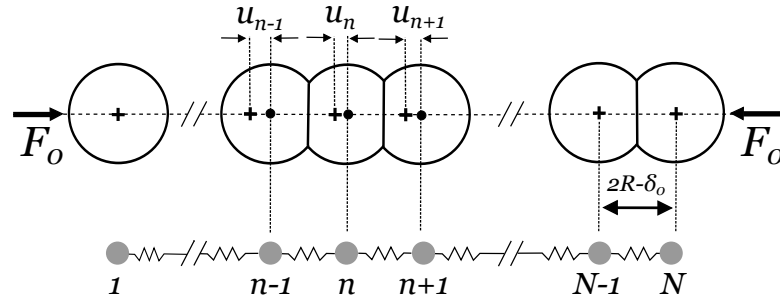


FIGURE III.4 – Chaîne unidimensionnelle de sphères comprimées par une force de confinement statique F_0 . Cette force statique produit un rapprochement δ_0 du centre des sphères. On modélise cette chaîne par une association de masses M et de ressorts vérifiant la loi de Hertz. Les croix (+) correspondent aux positions du centre des sphères lorsque la chaîne est sous précontrainte statique. Lorsqu'une excitation se propage dans la chaîne, le centre des sphères se déplace de u_n . La position instantanée des sphères est représentée par le cercle noir (•).

Nous appelons u_n le déplacement de la n^{ieme} masse, compté depuis sa position d'équilibre sous compression statique. La dynamique de la chaîne, en négligeant toute dissipation, est donnée par le système de N équations différentielles couplées suivantes [25] :

$$M\ddot{u}_n = A \left[(\delta_0 + u_{n-1} - u_n)_+^{3/2} - (\delta_0 - u_{n+1} + u_n)_+^{3/2} \right] \quad (\text{III.2})$$

où l'indexation $(.)_+$ signifie que la force vaut zéro lorsque l'élongation est positive. A est le préfacteur de la loi de Hertz et a pour expression : $A = \frac{\sqrt{2R}}{3} \frac{E}{1-\nu^2}$.

La loi de Hertz est un résultat d'élastostatique, on s'attend à ce qu'elle reste valide dans des situations quasistatiques pour lesquelles l'échelle de temps τ associée aux variations de force est grande devant le temps mis par les ondes acoustiques pour parcourir un aller-retour dans le grain. Cela

se traduit par $\tau \ll 2\frac{2R}{c_l}$ où c_l est la vitesse des ondes acoustiques longitudinales dans le matériau constituant les sphères.

Il n'est pas possible de trouver des solutions au système d'équations donné par III.2 en prenant à la fois en compte les effets non-linéaires et le caractère discret du réseau, on peut néanmoins décrire trois régimes :

- $|u_{n+1} - u_n| \ll \delta_0$: cette limite constitue le régime linéaire. On peut linéariser le système en faisant un développement à l'ordre 1 de $|u_{n+1} - u_n|/\delta_0$. Il est alors possible de garder totalement la nature discrète du système.
- $|u_{n+1} - u_n| \leq \delta_0$: ce cas correspond au régime faiblement non-linéaire. En faisant un développement à l'ordre de 2 des équations (III.2) et en passant à la limite continue, on se ramène à une équation de Korteweg-de Vries.
- $|u_{n+1} - u_n| \gg \delta_0$: cette limite est le régime fortement non-linéaire. De nouveau on passe à la limite continue, avec un développement à l'ordre 4.

Régime linéaire

Le régime linéaire est obtenu lorsque le déplacement relatif dynamique est très petit devant la distance d'interpénétration statique : $|u_{n+1} - u_n| \ll \delta_0$. Ainsi, on peut faire un développement limité du terme de droite de l'équation III.2 pour obtenir :

$$M\ddot{u}_n = \frac{3}{2}A\sqrt{\delta_0}(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) \quad (\text{III.3})$$

On retrouve l'équation habituelle pour un système constitué de masses et de ressorts avec ici une raideur non-linéaire : $\kappa = \left(\frac{\partial F_0}{\partial \delta_0}\right) = \frac{3}{2}A\sqrt{\delta_0}$. On cherche des solutions propagatives sous forme complexe du type : $u_n = u_0 e^{j(2Rnq - \omega t)}$ où u_0 est l'amplitude du mode de vecteur d'onde q et ω la pulsation. En injectant cette solution dans l'équation linéarisée précédente, on obtient la relation de dispersion habituelle pour une chaîne de masses et de ressorts : $\omega = 2\sqrt{\frac{\kappa}{M}}|\sin(qR)|$

On en déduit la vitesse de propagation c_s des ondes linéaires de grandes longueur d'ondes dans la chaîne de sphères (différente de la vitesse c_l des ondes longitudinales dans le matériau constituant les billes) :

$$c_s = \lim_{q \rightarrow 0} \frac{\omega}{q} = \left(\frac{9}{2}\right)^{1/3} \frac{1}{\pi^{1/2} \rho^{1/2} R^{1/3}} \left(\frac{E}{1 - \nu^2}\right)^{1/3} F_0^{1/6} \quad (\text{III.4})$$

La relation de dispersion fait apparaître une fréquence de coupure f_c au-delà de laquelle les ondes progressives ne peuvent se propager. Cette fréquence correspond à une longueur d'onde égale au double du diamètre d'un grain. On montre facilement que : $f_c = \frac{c_s}{2\pi R}$.

Ainsi la fréquence de coupure f_c et la vitesse des ondes linéaires c_s dépendent toutes deux de la compression statique comme $F_0^{1/6}$, une conséquence de la loi d'interaction non-linéaire du contact de Hertz. Lorsque $F_0 \rightarrow 0$: la vitesse du son s'annule et les ondes acoustiques ne se propagent plus. Nesterenko appelle ce régime le "vide sonique". Cependant, il a montré que des ondes fortement non-linéaires peuvent se propager dans ce régime, nous reviendrons sur ce phénomène plus tard.

Une des motivations de l'étude des chaines 1d de grains est de se concentrer sur les effets du contact, en faisant donc abstraction des effets collectifs liés aux empilements 2d et 3d. On peut ainsi vérifier la validité de l'utilisation du contact de Hertz.

C. Coste et al. ont étudié expérimentalement le comportement acoustique d'une rangée de billes en régime linéaire [26], en utilisant différents matériaux : acier inoxydable, verre, laiton (métal qui s'oxyde) et enfin Nylon (matériau le plus plastique). A l'exception des billes en laiton qui présentent un comportement plus complexe (effet plastique, hystérésis), tous les résultats sont en excellent accord avec le modèle de Hertz et l'exposant $1/6$.

Régime faiblement non-linéaire

Ce régime correspond au cas $|u_{n+1} - u_n| \leq \delta_0$. En procédant à un développement limité du terme de droite de l'Eq. III.2 à l'ordre 2, en passant à la limite continue on obtient :

$$Mu_{tt} = c_s^2 u_{xx} + 2c_s \gamma u_{xxx} - \sigma (u_x^2)_x \quad (\text{III.5})$$

avec c_s la vitesse des ondes acoustiques (EQ. III.4), $\gamma = c_s R^2/6$ et $\sigma = c_s R^2/\delta_0$.

En posant $\zeta = -u_x$, et en cherchant des solutions sous forme propagatives unidirectionnelles, on retrouve une équation du type de Korteweg-de Vries [25] :

$$\zeta_t + c_s \left[1 + \frac{\sigma}{c_s^2} \zeta \right] \zeta_x + \gamma \zeta_{xxx} = 0 \quad (\text{III.6})$$

Lorsque la non-linéarité compense exactement la dispersion, on obtient une solution du type "onde solitaire" d'amplitude $\Delta\zeta$ de la forme [27] :

$$\zeta - \zeta_0 = \Delta\zeta \cosh^{-2} \left[\frac{\sigma \Delta\zeta}{24\gamma c_s} (x - V_{KdV} t) \right] \quad (\text{III.7})$$

La vitesse V_{KdV} et la largeur L_{KdV} de ce soliton valent respectivement : $V_{KdV} = c_s \left(1 + \frac{R\Delta\zeta}{6\delta_0} \right)$ et $L_{KdV} = \sqrt{\frac{4R\delta_0}{\Delta\zeta}}$. Cette dernière tend vers 0, l'approximation des grandes longueurs d'ondes n'est plus valable et ce type de solution n'existe pas dans le régime du "vide sonore".

Régime fortement non-linéaire

Contrairement aux ondes acoustiques traditionnelles, des ondes non-linéaires peuvent se propager dans une chaîne 1d, même en l'absence de précontrainte. Nesterenko a été le premier à étudié analytiquement ce système [25, 28]. On trouvera aussi une présentation détaillée dans [29, 30]. En écrivant un développement à l'ordre 4 de l'équation III.2 et en passant de nouveau à la limite continue, on trouve des solutions en ondes solitaires, dont la vitesse est donnée par :

$$\frac{V}{c_s} = \sqrt{\frac{4}{15}} \frac{\left[3 + 2 \left(\frac{F_m}{F_0} \right)^{5/3} - 5 \left(\frac{F_m}{F_0} \right)^{2/3} \right]^{1/2}}{\left(\frac{F_m}{F_0} \right)^{2/3} - 1} \quad (\text{III.8})$$

Pour une chaîne de sphères en contact de Hertz, le rapport V/c_s dépend ainsi seulement du rapport F_m/F_0 . Lorsque la force statique F_0 tend vers zéro et où les ondes acoustiques ne peuvent pas se propager :

$$V = \frac{2^{5/6} 3^{1/3}}{5^{1/2}} \frac{1}{R^{1/3} \pi^{1/2} \rho^{1/2}} \left(\frac{E}{1 - \nu^2} \right)^{1/3} F_m^{1/6} \quad (\text{III.9})$$

où F_m représente l'amplitude maximale de la force. On remarque une similitude importante entre les Eqs. III.9 et III.4 : la vitesse des ondes acoustiques en régime linéaire varie comme $F_0^{1/6}$ et la vitesse de l'onde solitaire pour une force statique nulle varie comme $F_m^{1/6}$.

Dans ce cas, la force en fonction du temps peut s'exprimer par une solution périodique :

$$F(t) = F_m \cos^6 \left[\frac{Vt}{\sqrt{10}R} \right] \quad (\text{III.10})$$

La largeur L_s de l'onde s'écrit : $L_s = \sqrt{10}\pi R$, elle est donc indépendante de l'amplitude, à la différence des solitons KdV.

Nous venons de voir que dans le régime du "vide sonique", les excitations qui peuvent se propager dans la chaîne sont les ondes non-linéaires périodiques et non pas les ondes solitaires. Cependant, des ondes solitaires existent pour une force statique F_0 infiniment petite. On peut donc s'attendre à ce qu'une arche unique correspondant à l'Eq. III.10 soit une bonne approximation pour l'onde solitaire obtenue pour une force de confinement statique nulle.

Nous avons vu que les résultats expérimentaux en régime linéaire corroboraient les prédictions du modèle de Hertz. Le régime fortement non-linéaire offre une autre occasion de tester le modèle de Hertz, ce que Nesterenko et al. ont réalisé expérimentalement [28].

Dans [29], Coste et al. ont procédé à une étude quantitative et systématique concernant le profil et la vitesse des ondes non-linéaires obtenues dans une chaîne de sphères d'acier. Ils ont étudié les deux régimes $F_0 = 0$ et $F_0 \neq 0$, et ils ont pu explorer une vaste gamme d'amplitude de l'onde entre 40 et 800 N. Dans le cas où $F_0 = 0$, il y a un bon accord entre la forme de l'onde trouvée expérimentalement et une arche de la solution théorique donnée par l'Eq. III.10. Pour ce qui est de la vitesse V de l'onde, là aussi l'accord avec le modèle est probant, que ce soit à $F_0 = 0$ ou $F_0 \neq 0$ (Fig. III.5.b). Ce bon accord pour le profil de l'onde ainsi que pour la loi de vitesse se retrouve pour différents matériaux [26]. Daraio et al. ont pu observer la propagation de ces ondes dans des chaînes de sphères faites d'un matériau viscoélastiques, bien décrites par le modèle de Hertz [31, 32, 33]. Job et al. [34] ont également étudié la propagation d'ondes dans une chaîne de sphères mouillées par un fluide visqueux qui tend à augmenter la raideur du contact, et donc la vitesse des ondes.

Une méthode pour générer une onde solitaire dans la chaîne de sphères consiste à percuter celle-ci

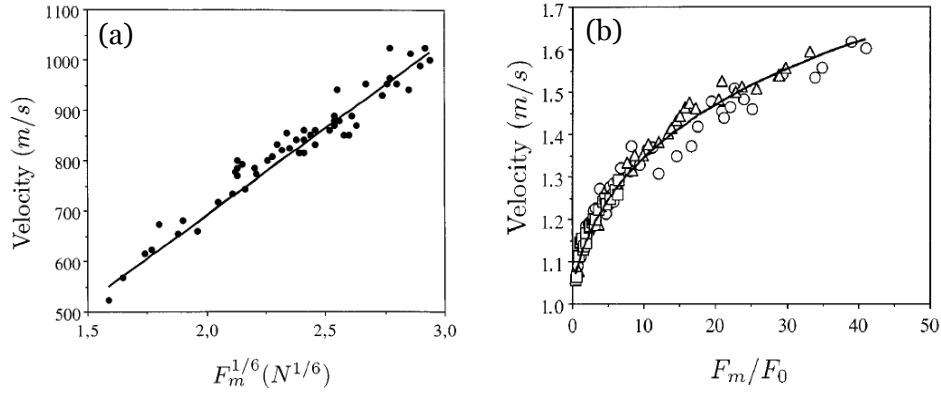


FIGURE III.5 – (a) : Evolution de la vitesse V des ondes non-linéaires en fonction de $F_m^{1/6}$ dans le cas où $F_0 = 0$. (b) : Vitesse adimensionnée V/c_s en fonction de la force adimensionnée F_m/F_0 pour des ondes solitaires se propageant dans une chaîne soumise à une force statique $F_0 = 9.8 \text{ N}$ (\triangle), $F_0 = 29.7 \text{ N}$ (\circ), et $F_0 = 167 \text{ N}$ (\square). Tous les points se mettent sur une même courbe comme prévu par l'Eq. III.8. Tiré de [29].

par une autre bille de masse M_0 lancée à la vitesse V_0 . Il a été remarqué que lorsque la bille impactante est plus massive que les billes constituant la chaîne ($M_0 > M$), l'onde créée à l'extrémité de la chaîne se décompose en un train de solitons [31, 32, 35]. Cela a aussi été observé numériquement [36, 37]. Le train d'ondes se décompose en p ondes solitaires rangées par amplitude décroissante et qui se propagent à des vitesses différentes (cf. Fig. III.6), cela se produit sur une distance environ égale à la largeur d'une onde solitaire, soit quelques grains. Dans [35], Job et al. donnent deux conditions nécessaires pour obtenir une unique onde solitaire : il faut qu'il y ait juste une seule collision entre la bille impactante et la première bille de la chaîne et que le temps de la collision soit inférieur à la durée typique de l'onde. Effectivement, Shukla [70] avait noté que si la durée de l'onde est trop grande, le pulse initial se décompose en une série de pulses.

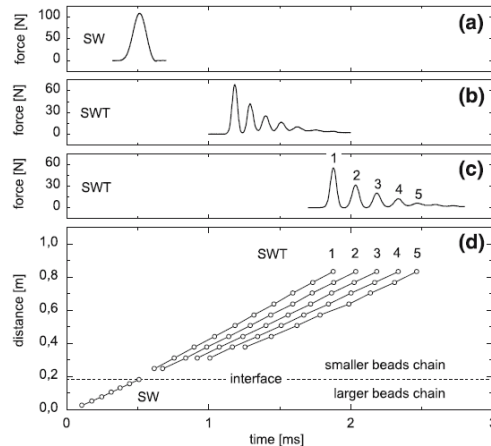


FIGURE III.6 – Gauche : Décomposition du pulse initial en un train de pulses. Lorsqu'on passe d'une chaîne de grosses billes à des billes deux fois plus petites. [35].

Ces différentes études s'intéressaient à des chaînes homogènes constituées de grains identiques. On peut imaginer que toute hétérogénéité présente dans la chaîne va perturber la propagation de l'onde solitaire. De nombreuses études qu'il serait trop long de détailler ici (voir [13]) se sont intéressées récemment au comportement d'une onde solitaire à l'interface entre deux vides soniques, à la réflexion sur une paroi, à l'interaction avec une impureté mais aussi dans des chaînes diatomiques, ordonnées ou non... et enfin dans des matériaux présentant une double loi de puissance [39, 40]. Le profil de l'onde dépend alors de son amplitude.

III.3.3 Empilements 2d et 3d

Liu et Nagel [41, 42] ont réalisé il y a maintenant 20 ans une expérience marquante et constaté que le comportement de l'onde présente une extrême sensibilité à la position précise de chacun des grains de l'empilement (Fig. III.7). Le mouvement de quelques grains, causé par le passage de l'onde elle-même, suffit pour perturber le réseau des contacts et modifier ainsi grandement le chemin emprunté par l'onde. On mesure alors un signal d'aspect extrêmement bruité mais qui reflète l'évolution des chemins suivis par l'onde. Dans le même ordre d'idée et pour des amplitudes d'excitation légèrement inférieures, ils ont montré qu'une expansion (générée par une petite résistance chauffante) de $2 - 3 \mu\text{m}$ d'un seul grain d'un empilement constitué de plusieurs milliers de billes de diamètre 5 mm pouvait provoquer une modification de 25% du signal mesuré par un capteur situé à plusieurs centimètres. Ces deux effets soulignent l'extrême sensibilité de l'onde à l'arrangement spatial précis de tous les grains de l'empilement.

Avant ces travaux, les études sur la propagation du son dans les milieux granulaires se sont attelées d'abord à les considérer comme des milieux homogènes, donc à utiliser une théorie de milieux effectifs [18]. En négligeant les fluctuations de densité, de forces... entre grains qui sont considérés identiques, on peut calculer des modules effectifs de compression K et de cisaillement μ . En notant κ la raideur individuelle d'un contact et Z_0 le nombre moyen de contacts par grain (la coordinnence). On a [43] : $K, \mu \propto (\phi Z_0)^{2/3} P^{1/3}$ où ϕ est la fraction volumique et P la pression de confinement macroscopique. La vitesse des ondes de compression V_p et celle des ondes de cisaillement V_s sont reliées aux propriétés élastiques de la façon suivante : $V_p = \sqrt{\frac{K+4/3\mu}{\rho}}$ et $V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ où ρ est la masse volumique. On en déduit l'évolution de la vitesse des ondes avec la pression de confinement dans un empilement granulaire : $V_p, V_s \propto P^{1/6}$.

Cette théorie prévoit donc que la vitesse des ondes acoustiques suit l'exposant hertzien $1/6$ pour des empilements bi- et tridimensionnels. Expérimentalement, dans des empilements bidimensionnels et tridimensionnels [44, 45, 46], il a été montré qu'aux faibles forces la vitesse n'augmente pas avec la puissance attendue, mais plutôt un exposant $1/4$. Aux grandes forces, on retrouve bien l'exposant $1/6$. Ce désaccord entre théorie et expérience a donné lieu à de nombreuses tentatives d'interprétation. Il existe deux approches pour expliquer ces deux régimes.

Une approche "microscopique" remet en cause la validité de la loi de Hertz. C'est pour cette raison qu'une stratégie a été de réaliser des expériences sur un réseau unidimensionnel de sphères. Or nous avons vu que cette loi, dans les expériences réalisées sur les chaînes 1d est vérifiée pour la propagation

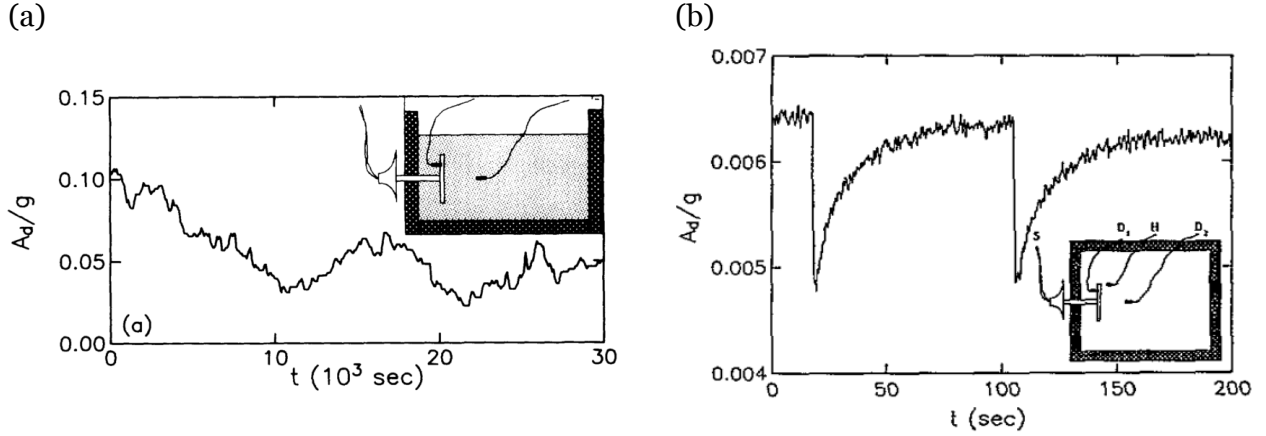


FIGURE III.7 – Extrême sensibilité de l'onde à l'arrangement précis de chacun des grains de l'empilement. (a) : Signal mesuré par un détecteur de la taille d'un grain dans un empilement de billes de verre de diamètre 5 mm. Les fluctuations du signal traduisent les variations des chemins empruntés par l'onde sonore. Tiré de [41]. (b) : Idem pour des amplitude de la source plus faible, insuffisantes pour provoquer des variations aussi importantes que dans le cas précédent. Toutes les 80 s, un courant passe dans une résistance chauffante de la taille d'un grain enfouie dans l'empilement. L'augmentation de température de 1 K cause la dilatation du grain sur quelques microns ce qui modifie la réponse du détecteur de 25%. Tiré de [42].

des ondes sonores.

L'autre approche, dite " macroscopique ", repose sur des effets collectifs liés au désordre du réseau des contacts. Ces effets n'existent que pour des empilements bi- ou tridimensionnels. L'idée est que le réseau de contacts est désordonné, toutes les imperfections de taille ou de forme font que certains contacts sont en fait rompus. On distingue donc les contacts actifs, ceux où les grains se touchent réellement, des autres contacts où les grains ne se touchent pas. Ainsi le réseau des contacts, par l'intermédiaire duquel les forces et les ondes sont transmises, est désordonné même si le réseau du centre des grains peut-être ordonné.

La compressibilité effective de l'empilement diffère alors de ce que la loi de Hertz prédit. Des études numériques et expérimentales [47, 48, 49] ont montré l'influence d'une fluctuation des rayons sur la compressibilité d'un échantillon granulaire. Le même phénomène a été observé expérimentalement pour la conductivité d'un empilement de cylindres conducteurs [15]. Lorsque la force de compression augmente de nouveaux contacts apparaissent, Z_0 augmente, on parle d'activation des contacts. Aux très grandes forces, tous les contacts sont actifs et le désordre des contacts n'intervient plus dans le comportement macroscopiques de l'échantillon [50]-[21]. Dans [51], J.N. Roux a même pu observer trois régimes (à faible force, le comportement est hertzien car le nombre de contact est constant). Lorsque l'on prend en compte l'augmentation de la coordinance dans la théorie des milieux effectifs, celle-ci donne des résultats en bien meilleur accord avec les résultats expérimentaux [43, 52]. De nombreuses études se focalisent depuis sur le rôle du désordre sur la propagation des ondes [53, 54].

Pour Goddard, l'activation des contacts provient du flambage des chaînes de forces [44]. Lorsque la

force exercée sur une chaîne de force augmente et si la force latérale exercée par les grains voisins n'est pas suffisante, cette chaîne est instable et va flamber. Certains grains constituant la chaîne de force vont se déplacer perpendiculairement à la direction de la compression, ainsi des grains qui n'étaient pas initialement en contact vont se mettre à se toucher. Ce mécanisme est irréversible. L'autre possibilité est que la déformation élastique des billes elles-mêmes assurent la fermeture des contacts [21, 55]. En effet, lorsqu'un grain est comprimé dans une direction, il s'étire dans la direction perpendiculaire créant ainsi de nouveaux contacts avec des grains initialement trop éloignés. Ce processus d'activation est réversible.

Coste et Gilles [45, 56] ont mesuré la vitesse des ondes dans un réseau hexagonal de billes identiques en augmentant ou en diminuant progressivement la force de confinement. Ces résultats indiquent que le réseau des contacts évolue de façon réversible, le recrutement des contacts est dû aux déformations élastiques des grains plutôt qu'au flambage des chaînes de forces.

La discussion précédente sur la vitesse des ondes dans des empilements bi- et tridimensionnels concerne les ondes de grande longueur d'onde, encore appelées ondes cohérentes. Lorsque la longueur d'onde diminue (ce qui est équivalent à dire que la fréquence augmente) et devient comparable à la taille des grains, le signal mesuré est constitué de deux parties [57, 46] : une onde basse fréquence appelée onde cohérente (notée E) et une composante haute fréquence appelée onde diffusée (notée S). Cela est illustré Fig. III.8. La différence essentielle entre ces deux ondes est leur sensibilité à la configuration initiale de l'empilement.

L'onde cohérente E n'est pas sensible à l'arrangement précis des grains et par conséquent est tout à fait reproductible pour des expériences différentes avec les mêmes paramètres macroscopiques. Elle reflète les propriétés moyennes de l'empilement et c'est sur elle que les mesures de vitesse dont on a longuement discutées sont effectuées. En revanche, l'onde S est extrêmement sensible à l'organisation microscopique de l'empilement et les signaux sont tout à fait différents pour des expériences indépendantes avec les mêmes paramètres macroscopiques. Cette composante du signal correspond à l'ensemble des ondes diffusées par les nombreuses hétérogénéités du réseau des contacts. Ces ondes constituent donc un outil particulièrement sensible pour sonder le désordre dans un empilement granulaire. L'extrême sensibilité de cette onde S avec le désordre du réseau de contacts a aussi été mise en évidence par Coste et Gilles ([45, 56]) lors de mesures de corrélation des signaux.

Jia [58] a montré que le transport de ces ondes diffusées pouvait être décrit par une équation de diffusion scalaire. Il extrait de ce modèle le facteur de dissipation Q^{-1} et une distance de libre parcours moyen $l^* \propto d$ où d est la taille d'un grain. Il l'interprète comme la longueur de corrélation des chaînes de forces. Le fait que cette longueur de corrélation soit de l'ordre d'un grain va à l'encontre de résultats établis [3, 4]. L'étude de ces ondes diffusées est un moyen très efficace pour sonder les causes de dissipation dans des empilements granulaires secs et mouillés [59] et étudier les réarrangements dynamiques des grains [60].

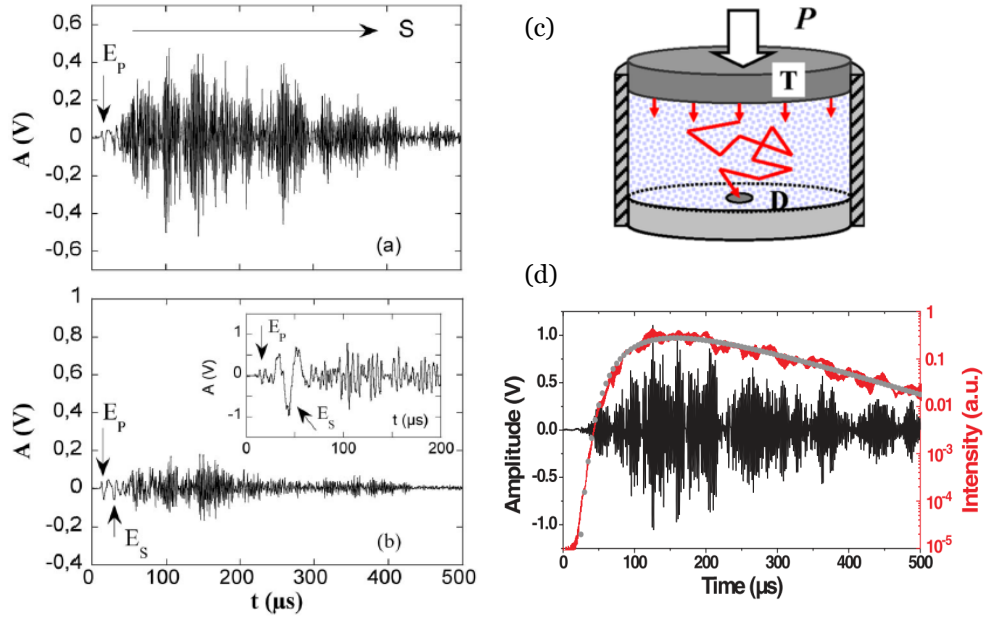


FIGURE III.8 – (a) : Signal ultrasonore mesuré dans un empilement tridimensionnel désordonné. Le signal est composé d’une partie cohérente E et d’une onde multiples diffusée S . (b) : Signal moyenné sur 15 expériences indépendantes. Cela diminue drastiquement la composante S du signal, témoin de l’extrême sensibilité de cette onde à la configuration microscopique de l’empilement. (c) : Schéma illustrant la propagation des ondes incohérentes dans l’empilement granulaire. Ces trois schémas sont tirés de [58]. (d) : Amplitude de l’onde mesurée par le détecteur et intensité transmise. La courbe d’intensité s’ajuste parfaitement à un modèle de diffusion (point gris). Tiré de [59].

III.4 Nos expériences : dispositifs, grains cylindriques, photoélasticité

Pour mieux comprendre les effets de la propagation d’ondes élastiques dans des milieux granulaires, on a choisi de réaliser des expériences utilisant une technique de photoélasticité dynamique. D’habitude plutôt réservée aux problèmes de statique ou de dynamique lente (cisaillement), on a ainsi pu visualiser la propagation d’ondes en direct. Shukla et al. ont été les seuls jusqu’aujourd’hui à employer la photoélasticité pour étudier la propagation d’ondes initiées par une explosion dans un milieu granulaire. Ils se sont notamment intéressés à l’effet de la forme des grains et de la géométrie de l’empilement sur la propagation de l’onde [62, 63, 64, 65].

Les travaux que je présente ont été initiés par des essais à 2d de Jean Rajchenbach au LPMC en 2005.

Nous avons déjà mentionné qu’une onde sonore est sensible à la fois au désordre de l’empilement et à la non-linéarité de la loi de contact. Pour distinguer ces deux effets, une stratégie consiste à étudier le comportement d’une onde dans une chaîne unidimensionnelle de grains. De cette façon, on s’affranchit du caractère désordonné du milieu. C’est ce qu’on a d’abord fait pour lancer des expériences

quantitatives à travers un stage de M1 en 2007 (Audrey Durin) sur des matériaux photoélastiques élastomères où l'on a pu mesurer des vitesses de propagation en utilisant uniquement l'intensité au centre des grains pour mesurer les forces qu'ils subissent par photélasticité. La chaîne était placée verticalement, les vitesses mesurées de l'ordre de 80 m/s , en régime non linéaire.

J'ai ensuite essayé avec un matériau plus rigide (Polycarbonate) toujours sur une chaîne 1d de grains cylindriques en adoptant l'idée simple de la mesure d'intensité au centre des grains. Cette fois-ci la cellule était en plexiglas, horizontale avec une vingtaine de grain. La caméra Photron utilisée ne permettait d'atteindre que des vitesses de 32000 fps. Le dispositif et les méthodes de traitement d'images ont été ensuite développées de manière approfondie durant la thèse de Guillaume Huillard entre 2008 et 2011 (soutenance prévue le 18 Novembre 2011) qui a pu réaliser un grand nombre d'expériences. Je présente donc principalement ici les travaux réalisés durant sa thèse en collaboration avec Jean Rajchenbach sur des expériences sur chaînes 1d (régimes linéaire et non linéaire, dissipation) et sur des empilements à 2d.

III.4.1 Les grains utilisés

Les grains sont fabriqués un à un à l'atelier de mécanique du laboratoire à partir d'une plaque de PSM-4 (VISHAY COMPANY) d'épaisseur $L = 9.4\text{ mm}$. Le module d'Young vaut $E = 2.76\text{ GPa}$ et le coefficient de poisson $\nu = 0.38$. La masse volumique vaut $\rho = 1.2\text{ g/cm}^3$. Nous disposons de grains de diamètres 13 mm et $9,6\text{ mm}$, un peu polis ou non. Nous avons mesuré la rugosité des grains usinés à l'aide d'un profilomètre optique (Veeco Wyco NT1100) de l'équipe de F. Guittard (CMOM). Pour les grains bruts, la rugosité moyenne R_a est d'ordre $0,6\text{ }\mu\text{m}$, pour ceux polis, d'ordre $0,3\text{ }\mu\text{m}$. La mesure pic à pic est entre 2 et $5\text{ }\mu\text{m}$.

Nous avons mesuré ensuite la relation entre F_0 et S la surface de contact par analyse d'image. La chaîne 1d de grains est mise sous compression à la force F_0 voulue. Les cylindres sont éclairés en biais. Les zones de contact apparaissent lumineuses, cela permet de mesurer S . Cela nous a permis d'observer un effet de l'usinage : assez souvent, aux faibles forces, le contact n'apparaît qu'aux bords du grain, puis aux grandes forces on obtient effectivement un contact rectangulaire. On parlera là de rugosité "macroscopique", on le voit bien sur les images de la Fig. III.9, sur les v) et vi), on constate que le contact reste inhomogène : il s'agit là de rugosité "microscopique".

La courbe expérimentale $F_0 - S$ présente deux régimes : aux grandes forces, on retrouve bien la loi de puissance attendue $S \propto F_0^{1/2}$ pour les cylindres mais pas aux faibles forces. Pour celles-ci, la surface est plus petite que celle attendue mais augmente plus rapidement avec la force de confinement F_0 . La transition se produit pour une force d'environ 20 N dans le cas des cylindres lisses. L'évolution en puissance 1/2 est obtenue pour une force légèrement supérieure, à environ 50 N pour les grains rugueux. Ainsi le changement de régime est associé à la fois aux rugosités macroscopique et microscopique.

On a aussi déterminé expérimentalement la courbe $F_0 - \delta$. Pour des grains mous en polyuréthane, la mesure est en très bon accord avec l'Eq. III.1, ce qui valide le modèle de contact adopté. Cela a aussi été observé par Owens et Daniels [66]. Ainsi, l'Eq. III.1 est bien la loi de contact pour des cylindres qui étend la loi de Hertz relative aux sphères. Par contre, pour des grains plus rigides comme ceux

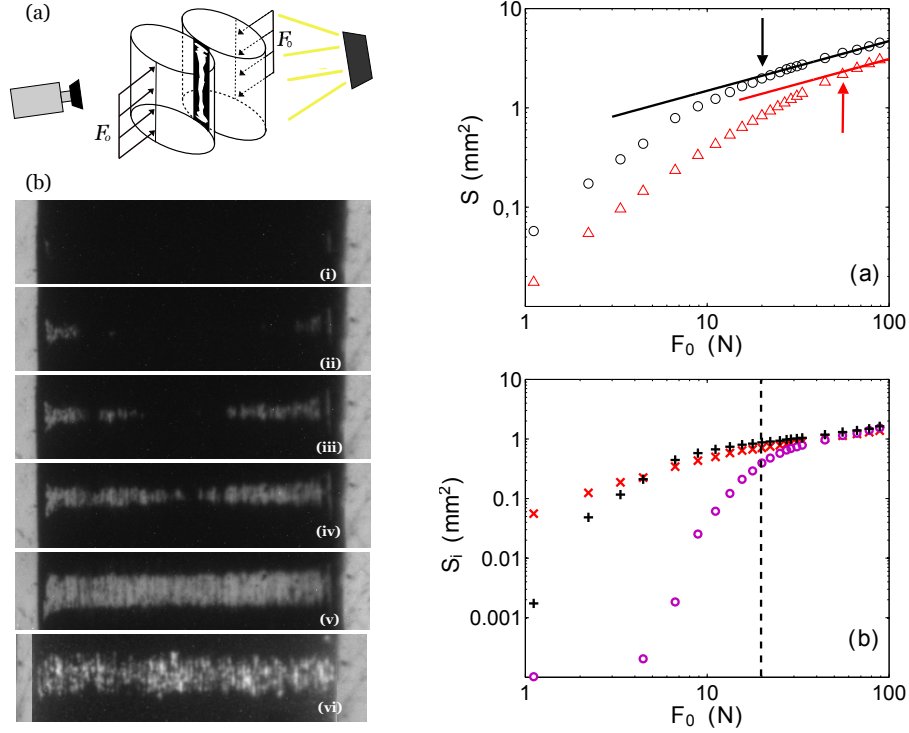


FIGURE III.9 – Gauche : Surface de contact S entre deux cylindres en fonction de la force de confinement statique F_0 . De (i) à (v) : cas des cylindres lisses, la force vaut $F_0 = 0, 3, 9, 22, 90$ N. (vi) : $F_0 = 90$ N pour des cylindres rugueux. Droite, haut : Surface totale de contact S en fonction de la force de compression F_0 pour des cylindres lisses (\circ) et des cylindres rugueux (\triangle). bas : Evolution, des surfaces de contact de chaque zone dans le contact (gauche (\times); milieu (\circ); droite ($+$)).

en polycarbonate, nos mesures ne se superposent pas à la loi de contact théorique de l'Eq. III.1. La courbe expérimentale montre deux régimes que l'on a modélisés par deux lois de puissance : $F_0 \propto \delta^\alpha$ avec $\alpha = 1.78$ puis 1.37. La séparation entre ces deux régimes a lieu pour une force d'environ 20 N, identique à la force de transition pour la courbe $F_0 - S$. Cette mesure a été assez difficile du fait sa relative grande raideur par rapport aux éléments de mesures. Nous avons donc compressé toute la chaîne et mesuré le déplacement total. Là encore si la chaîne flambe, des erreurs sont commises.

La non-linéarité de la loi de contact est donc plus importante aux faibles déformations qu'aux grandes déformations. Aux faibles compressions, l'exposant α est même supérieur à celui de la loi de Hertz relative aux sphères¹. En revanche, aux grandes forces, il est plus petit que celui de la loi de Hertz et se rapproche de celui mesuré pour les cylindres en polyuréthane pour lesquels le modèle théorique convient bien (Fig. III.10.a).

Néanmoins, nous avons choisi de ne pas utiliser les grains mous car la dissipation viscoélastique est trop grande, s'ajoute à cela une adhésion entre les grains qui permet au système de résister à la traction, ce qui ne doit pas être le cas quand on étudie des milieux granulaires secs. L'utilisation des grains en polycarbonate a permis justement de regarder l'effet de deux lois de puissance.

1. Dans [47], les auteurs mesurent un exposant de 1.8 pour le contact entre deux cylindres en plexiglas, proches de la valeur 1.78 que l'on déduit de notre mesure.

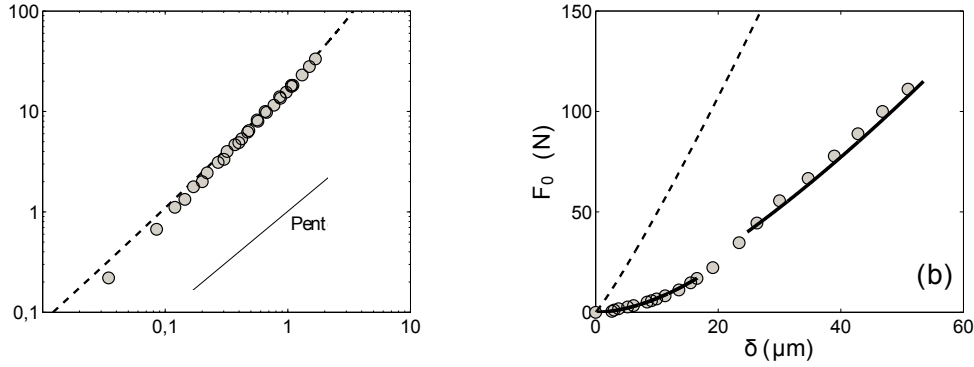


FIGURE III.10 – Loi de contact $F_0 - \delta$ pour des cylindres. Gauche : Cylindres en polyuréthane. Poin-
tillés : prédiction théorique avec $E = 4 \text{ GPa}$ et $\nu = 0.49$. Droite : cylindres en polycarbonate, ajuste-
ment avec des lois de puissance : 1.78 pour $F_0 < 20 \text{ N}$ et 1.37 pour $F_0 > 20 \text{ N}$. On ne retrouve pas la
prédiction théorique.

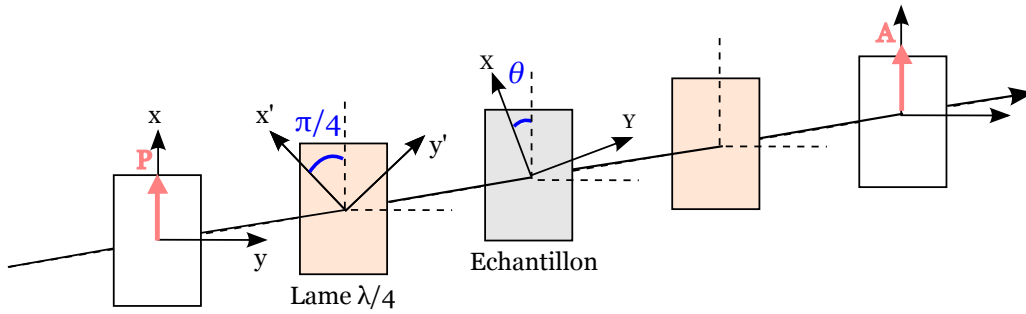


FIGURE III.11 – Schéma d'un polariscope circulaire constitué d'un polariseur P, d'une lame quart
d'onde d'axe lent x' , de l'échantillon biréfringent, d'une deuxième lame quart d'onde d'axe lent y' et
d'un analyseur A. Les axes de la lame quart d'onde sont inclinés de $\pi/4$ par rapport à la direction
du polariseur. Les axes optiques de biréfringence (X, Y) sont inclinés d'un angle θ par rapport à la
direction du polariseur.

III.4.2 L'approche photoélastique

La photoélasticité est la propriété qu'ont certains solides transparents de devenir biréfringents sous l'influence de contraintes mécaniques [22, 67]. La plupart des corps transparents normalement non-biréfringents le deviennent lorsqu'ils sont soumis à des contraintes. Il s'agit d'une biréfringence induite, phénomène plus ou moins important suivant la nature du corps. On utilise en photoélasticité des matériaux à la biréfringence induite importante que l'on observe entre polariseurs.

On s'intéresse au cas de solides bidimensionnels contraints dans un plan. Ce sera notamment le cas des cylindres utilisés dans nos expériences. Nous avons utilisé une configuration avec polariscopes circulaires, ce qui permet de n'observer que les isochromes, sensibles aux différences de contraintes principales dans le matériau.

L'intensité lumineuse transmise par un corps photoélastique placé dans un polariscope circulaire

est reliée aux contraintes par :

$$I \propto \cos^2 \left[\frac{\pi e C}{\lambda} (\sigma_1 - \sigma_2) \right] \quad (\text{III.11})$$

Cette relation est valable en tous points de l'échantillon. σ_1 et σ_2 sont les contraintes principales. La constante C est caractéristique du matériau. On l'appelle constante de Brewster ou constante photoélastique du matériau. Elle s'exprime généralement en Brewster ($1 \text{ Bw} = 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$).

Un problème complexe se pose lorsque l'on souhaite remonter d'une image prise en photoélasticité aux forces ou contraintes appliquées à une portion du milieu [68, 69]. Nous avons utilisé différentes méthodes, adaptées à la résolution spatiale faible de nos images rapides (en général) ainsi qu'à leur très grand nombre. La première méthode adaptée à la chaîne 1d a consisté à mesurer simplement l'intensité au centre d'un grain en fonction du temps. Cela suppose qu'un grain subit de simples forces égales et diamétralement opposées, cette méthode est exacte. Une seconde méthode inspirée de [71, 72] nous a permis d'obtenir de bonnes informations pour des pulses de grandes amplitudes ou très rapides. Dans des empilements 2d, on a utilisé la première méthode, mais en choisissant des grains subissant des forces diamétralement opposées.

Pour la première méthode, on effectue une calibration préalable en prenant des images à des forces connues appliquées par une presse (grosse platine de translation) avec capteur de force III.12.

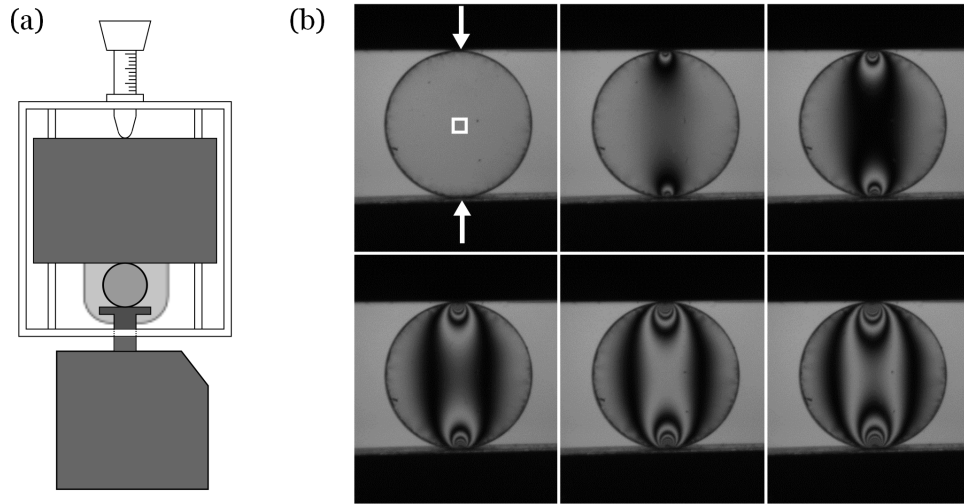


FIGURE III.12 – (a) : Schéma de l'expérience. Le grain est placé sur le capteur de force et on le comprime à l'aide de la partie mobile de la platine. L'ensemble est placé dans un polariseur circulaire qui permet de visualiser les franges isochromes. Pour chaque force F , on prend une image photoélastique. (b) : Images photoélastiques obtenues pour des forces de compression de $F = 0, 10, 20, 30, 40, 50 \text{ N}$ (de gauche à droite et de haut en bas). Pour la calibration, on mesure l'intensité lumineuse transmise par le centre du grain symbolisé par le carré blanc.

On mesure l'intensité I_{centre} transmise par le centre du grain symbolisé par le carré blanc. Cette zone n'excède pas 1% de la surface totale du grain. On voit que I_{centre} est une fonction sinusoïdale à valeurs positives. On repère chaque demi-arche de cette oscillation par un nombre entier p nommé

l'ordre de la frange. On peut écrire que l'intensité transmise I_{centre} par le centre du grain vaut :

$$I_{\text{centre}} = (I_{\text{max},p} - I_{\text{min},p}) \cos^2 \left[\pi \frac{F}{\Delta F} \right] + I_{\text{min},p} \quad (\text{III.12})$$

ΔF correspond à l'incrément de force pour passer d'une frange noire à la prochaine frange noire. On a mesuré les forces F_{extremum} pour lesquelles l'intensité est extrême, la pente nous donne la valeur de ΔF . On obtient $\Delta F_1 = 42 \text{ N}$ pour les cylindres de diamètre $d_1 = 13 \text{ mm}$ et $\Delta F_2 = 31 \text{ N}$ pour ceux de diamètre $d_2 = 9.6 \text{ mm}$.

On a $\Delta F = \frac{2R\lambda}{C}$. Pour les deux rayons mesurés : $\frac{\Delta F_1}{\Delta F_2} = \frac{R_1}{R_2}$. Rapport que l'on retrouve expérimentalement à mieux que 1%.

On peut ainsi par calibration obtenir F , en mesurant $\zeta = \frac{(I_{\text{centre}} - I_{\text{min},p})}{(I_{\text{max},p} - I_{\text{min},p})}$, en déterminant l'ordre p et en connaissant ΔF :

$$F = \Delta F \left[m + \frac{(-1)^p}{\pi} \arccos(\sqrt{\zeta}) \right] \quad \text{avec } m = \begin{cases} p/2 & \text{si } p \text{ pair} \\ (p+1)/2 & \text{si } p \text{ impair} \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

III.5 Chaîne 1d linéaire

Nous présentons dans cette section les résultats obtenus sur la propagation d'une onde linéaires dans une chaîne 1d de cylindres, travaux publiés dans [74] et [75]. Nous avons travaillé sur le traitement des images en vue de déterminer quantitativement l'état de contrainte en fonction du temps. Différents programmes ont été développés par Guillaume Huillard qui permettent de remonter exactement aux valeurs de contraintes pour une chaîne à une dimension en remontant à la phase des franges.

Nous collaborons sur des expériences similaires avec des grains en acier avec S. Job (Ecole SupMéca, Laboratoire d'Ingénierie des Systèmes Mécaniques et des Matériaux, Saint-Ouen). Nous avons aussi étudié la propagation dans une chaîne de grains rectangulaires. Ces travaux ont été décrit dans la thèse de Guillaume Huillard [13].

III.5.1 Loi Force-Vitesse

Nous avons pu ainsi mesurer la vitesse de propagation d'impulsions de compression en fonction de la force statique appliquée F_0 . Le dispositif consiste en un support de Dural qui contient 36 grains photoélastiques de diamètre 13 mm. On peut appliquer une force statique jusqu'à 100 N, une pièce mobile empêche la chaîne de flamber. 3 lampes halogènes redressées illuminent la chaîne placée entre polariseurs circulaires. La caméra rapide (Phantom V7.3) filme selon une bande de pixel la chaîne à des vitesses de l'ordre de 90000 fps. Un filtre interférentiel large bande centré autour de 650 nm est placé après l'objectif. On visualise en général seulement 25 grains. A une extrémité de la chaîne un capteur de force statique appuie sur la chaîne et impose via une platine de translation la précompression. A l'autre extrémité, la partie mobile d'un haut-parleur via une vis vient appuyer sur la chaîne. On utilise

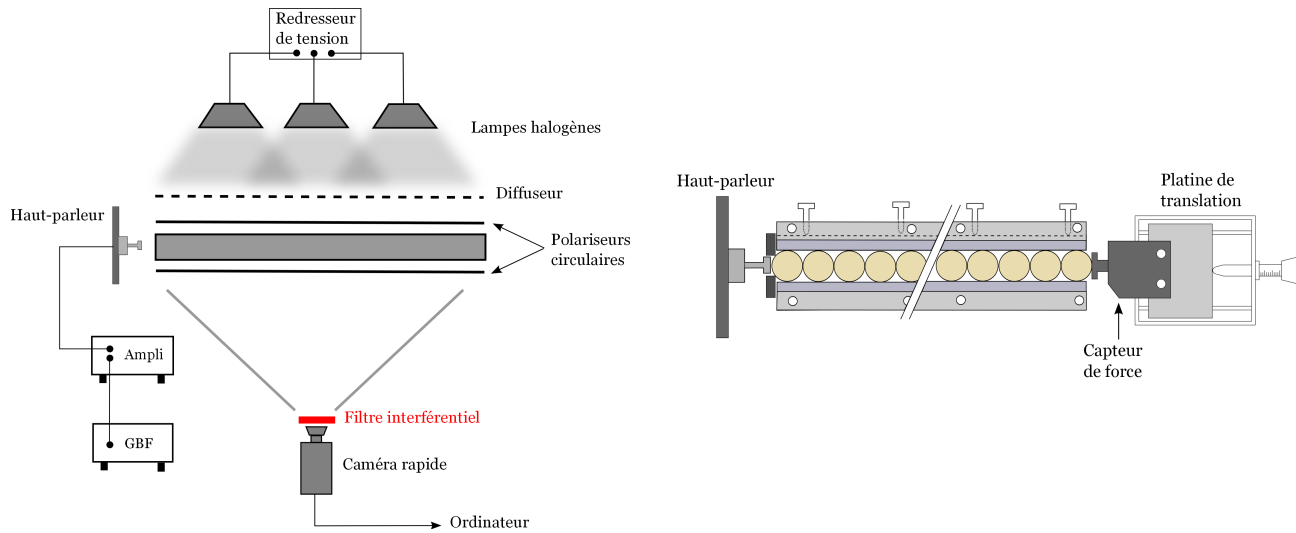


FIGURE III.13 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les expériences de propagation en régime linéaire. Gauche : vue de dessus, Droite : vue de face.

des impulsions de largeur $100 \mu s$. Avant de réaliser une série de films, on mesure pour chaque grain l'intensité I_{min} et I_{max} .

On commence d'abord à mesurer la force statique F_0 à l'aide des images photoélastiques, en prenant la moyenne sur tous les grains. On l'obtient avec une incertitude de quelques %, et on compare à la valeur donnée par le capteur de force.

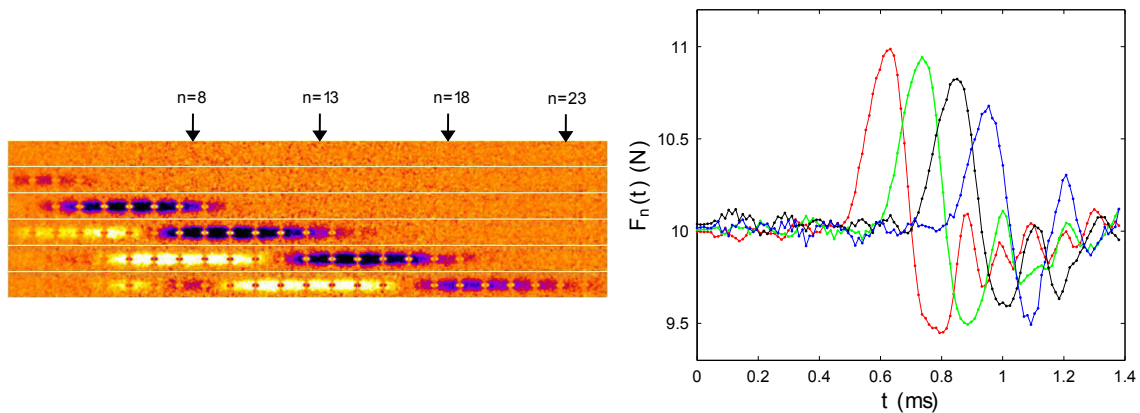


FIGURE III.14 – Gauche : Images obtenues par photoélasticité séparées de $140 \mu s$ ($F_0 = 10 N$, $F_m = 1 N$, durée du pulse : $100 \mu s$). Droite : Force (N) en fonction du temps (ms) pour 4 grains de la chaîne. $F_0 = 10 N$, $F_m = 1 N$, tirées de l'image à gauche.

On mesure ensuite la force sur chaque grains qui s'écrit : $F_n(t) = F_0 + f_n(t)$. On montre Fig. III.14 un film et les forces dynamiques mesurées sur quelques grains. On a divisé les images par la première pour faciliter la visualisation. On a pu mesurer le long de la propagation la demi-largeur du pulse au tiers de sa hauteur, elle est constante le long de la chaîne de l'ordre de $85 \mu s$. En prenant une longueur d'onde de 8 grains, on trouve une différence de l'ordre de 3 % entre l'approximation linéaire de la

relation de dispersion et la forme sinusoïdale prenant en compte la discrétisation. A l'aide des courbes de forces dynamiques, on détermine pour chaque grain le temps pour lequel on atteint la moitié de la force maximale, on obtient une courbe distance-temps dont la pente donne la vitesse du pulse c_s . On trouve pour des forces allant de 2 N à 95 N des vitesses de 450 m/s à 850 m/s, loin de la vitesse en bulk de l'ordre de 2000 m/s.

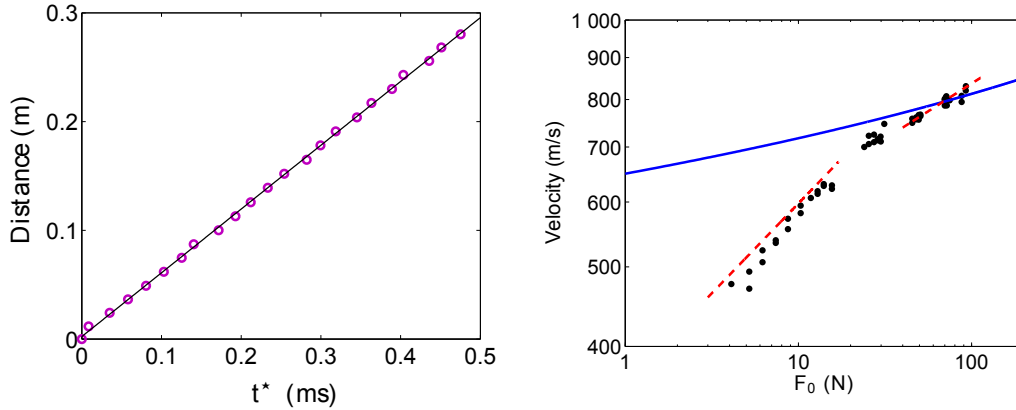


FIGURE III.15 – Gauche : Distance parcourue par le point à mi-hauteur en fonction du temps. Droite : courbe $V(F_0)$. Ligne pleine : théorie sans paramètre ajustable tirée de la loi théorique pour des cylindres en contact, pointillés : loi obtenue à partir de la relation $F-\delta$ expérimentale en statique, mais multipliée par un facteur numérique 1.48.

Le fait marquant que l'on observe est la transition d'un régime de variation rapide de c_s avec F_0 en dessous de $F_c = 20\text{ N}$, avec un exposant environ $1/4$ et de variation lente au-dessus, avec un exposant environ $1/9$. On interprète cela par le rôle de la structure microscopique et macroscopique non parfaite du contact entre les grains [75]. A force plus grande on retrouve le comportement attendu pour des cylindres : moins non-linéaire que pour des sphères. Les exposants sont cohérents avec la loi $F-\delta$ obtenue expérimentalement en statique, à un facteur numérique près de l'ordre de 1.5. On utilise la raideur : $\kappa = \frac{\partial F}{\partial \delta}$ et la relation : $c_s = 2R\sqrt{\frac{\kappa}{M}}$.

Avec des grains polis, on a pu observer une petite différence de l'exposant aux grandes forces : il est plus faible, on se rapproche plus de ce qui est attendu théoriquement pour des cylindres parfaits. On n'a pas observé d'effet d'hystérésis lorsque la force est augmentée puis diminuée.

III.5.2 Dissipation

Nous avons étudié les phénomènes conduisant à la diminution de l'amplitude des ondes au cours de la propagation. L'amplitude du pulse, noté $f_{n,\max}$, diminue lors de la propagation dans la chaîne de grains. On a cherché à déterminer l'influence de la force de confinement F_0 , de la force verticale F_\perp , et de l'amplitude initiale du pulse $f_{1,\max}$ sur la dissipation. Nous avons fait varier F_\perp en ajoutant des masses calibrées sur la pièce qui maintient la chaîne ; il n'y a pas d'influence sur la vitesse des ondes. La décroissance de l'amplitude suit une loi linéaire dont la pente α ne dépend pas de l'amplitude initiale du pulse. Physiquement, α correspond à la force perdue lorsque l'onde parcourt une distance égale au diamètre d'un grain. On a pu voir que α dépend très peu de F_0 . On peut définir une distance

d'atténuation L_a qui correspond à la distance de propagation (exprimée en diamètre de grains) au bout de laquelle l'amplitude de l'onde vaut zéro. Par définition : $L_a = \frac{f_{1, \max}}{\alpha_{(F_0, F_\perp)}}$. L_a varie d'une dizaine de grains dans les conditions les plus défavorables à plus de 150 grains, soit deux aller-retours dans la chaîne, dans le cas le plus propice.

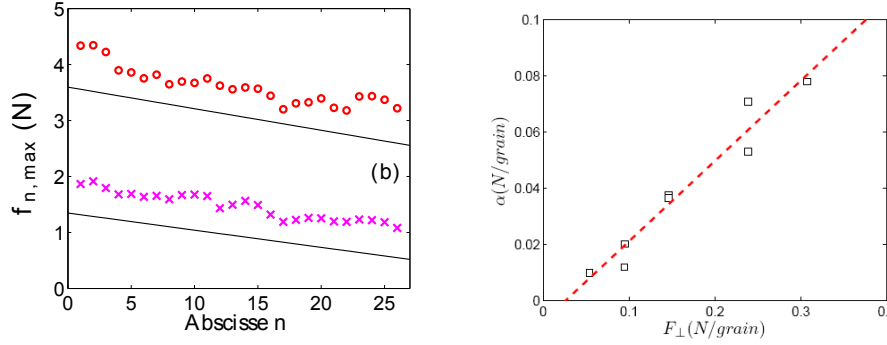


FIGURE III.16 – Gauche : Amplitude max du pulse en fonction du numéro du grain pour deux amplitudes initiales et même force normale (0.15 N/Grain). Droite : Inverse de la distance d'atténuation en nombre de grains en fonction de la force normale. La pente représente un coefficient de friction (ici environ 1/4).

On a pu vérifier que α varie linéairement avec la force verticale $\alpha = \mu F_\perp$, avec $\mu = 0.28$. C'est une loi analogue à la loi de Coulomb pour le frottement solide : la force de frottement tangentielle est proportionnelle à la force normale F_\perp . D'autre part, on a mesuré le coefficient de frottement d'un grain sur la pièce en dural utilisée pour les serrer. Pour cela, on incline ladite pièce en partant d'un angle nul avec l'horizontale et on relève la valeur de l'angle pour laquelle le grain se met à glisser. On trouve environ 15 degrés, ce qui donne un coefficient de frottement de 0.26. Cette valeur est très proche de celle que nous avons mesurée pour le paramètre μ . On en déduit que la cause principale de dissipation lors de la propagation du pulse est le frottement solide. Ce frottement a lieu entre les grains et les deux pièces métalliques horizontales qui servent de support et grâce auxquelles on empêche la chaîne de flamber.

III.6 Chaîne 1d non linéaire

Nous montrons maintenant les mesures faites pour des amplitudes F_m pas forcément petites devant F_0 . Ce travail a en partie été publié [74], sinon il est décrit en détail dans le manuscrit de thèse de Guillaume Huillard.

III.6.1 Amplitude moyenne

Nous avons d'abord exploré un régime d'amplitudes du même ordre que F_0 en employant la même technique d'excitation avec un haut parleur. Par contre pour pouvoir atteindre des amplitudes de l'ordre de 10 N, la longueur du pulse a dû être rallongée.

Sur la Fig. III.17 on voit l'évolution d'un pulse d'amplitude 12 N avec $F_0 = 5\text{ N}$ pour différents grains espacés à chaque fois de 7 diamètres. On constate qu'après le passage du pulse, la force reste un certain temps à zéro : il n'y a plus contact entre les grains. On note aussi que le pulse initial commence à se décomposer en pulses d'amplitudes décroissantes se propageant donc à des vitesses V de plus en plus faibles. Shukla et al. [70] ont eux aussi remarqué cette décomposition de l'onde lorsqu'il augmente la largeur temporelle de l'excitation initiale. On a mesuré la relation entre V et F_m , à différentes F_0 fixées (voir Fig. III.17). En extrapolant les points expérimentaux lorsque $F_m \rightarrow 0$, on retrouve bien la vitesse c_s des ondes sonores en régime linéaire ($F_m \rightarrow 0$) évaluée à $F_0 = 5\text{ N}$. Une partie de ces résultats ont été publiés dans des actes de la conférence Powders and grains 2009 [74].

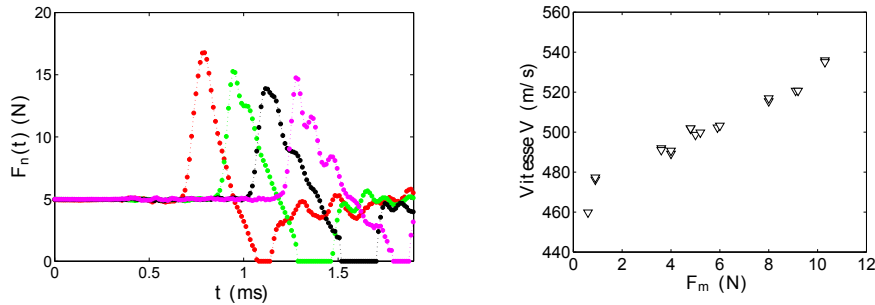


FIGURE III.17 – Gauche : $F_n(t)$ pour les grains $n = 1, 8, 15, 22$ (de gauche à droite). Droite : Evolution de la vitesse V des ondes de moyenne amplitude en fonction de leur amplitude F_m . La force statique de confinement vaut $F_0 = 5\text{ N}$.

A l'aide de ce dispositif, les amplitudes maximales F_m que l'on peut atteindre sont de l'ordre d'une dizaine de Newtons. Cela n'est pas suffisant pour tester le régime $F_m \gg F_0$. Dans le prochain paragraphe, je présente le dispositif utilisé pour obtenir des ondes de très grandes amplitudes de plusieurs dizaines de newtons.

III.6.2 Grande amplitude

Pour produire des ondes de très grandes amplitudes $F_m \gg F_0$, on utilise l'impact d'une bille de verre sur la chaîne. De nouveau on s'est intéressé à l'évolution de la vitesse des ondes avec leur amplitude F_m ainsi qu'au profil des ondes générées dans la chaîne. La bille est lâchée sur un toboggan afin d'acquérir une certaine vitesse et impacte le premier grain de la chaîne (Fig. III.18). Il suffit de lâcher la bille d'une hauteur différente sur le toboggan pour faire varier l'amplitude de l'onde produite par le choc. Le reste du dispositif est le même que précédemment.

1) Les grandes amplitudes de l'ondes font défiler plusieurs ordres de franges, qu'il n'est pas évident de suivre de manière univoque. 2) Les variations d'amplitudes très rapides conduisent souvent à des forces appliquées très différentes entre un coté d'un grain et l'autre. Pour ces deux raisons d'autres méthodes de traitement d'image ont été développées pour suivre les ondes.

La première consiste à prendre l'information de niveau de gris non pas seulement au centre d'un grain, mais sur une bande verticale passant par son centre. Ainsi en mesurant la distance entre les deux franges noires les plus proches du centre, on a une fonction monotone de la force appliquée que

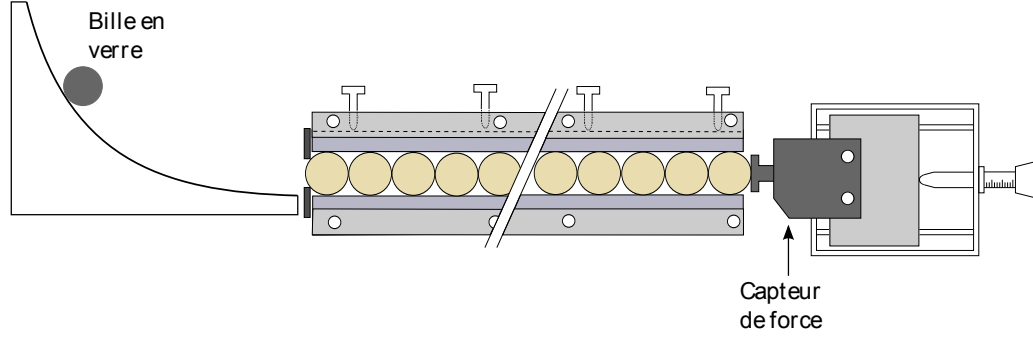


FIGURE III.18 – Dispositif expérimental permettant de générer des ondes de grandes amplitudes. Une bille de verre de masse 5 g est lâchée sur un toboggan et vient impacter le premier grain de la chaîne. Ce dispositif permet d'atteindre des ondes d'amplitude allant jusqu'à 100 N.

l'on utilise comme calibration. On a ainsi une mesure quantitative. La deuxième méthode consiste à faire trois sections verticales et à mesurer la somme des gradients le long de ces lignes (une au centre, deux décalées de $R/2$). On calcule ainsi pour un grain n , une section $k = 1, 2$ ou 3 , M le nombre de pixel de la section :

$$G_{n,k}^2(t) = \frac{1}{M-2} \sum_{j=2}^{M-1} [s_{j+1}(n, k, t) - s_{j-1}(n, k, t)]^2 \quad (\text{III.14})$$

Ainsi on accède à une information spatiale avec une résolution inférieure à la taille du grain. Cette méthode est inspirée de celle à 2d de Berhinger et al. [71, 72].

On a étudié la propagation pour des ratios F_m/f allant de 1 à 100. On montre Fig. III.19 la propagation d'un pulse d'amplitude 52 N. Pour ce genre d'excitations, l'approximation de grande longueur d'onde utilisée pour le développement des ondes solitaires de Nesterenko peut être remise en question. On a déjà mentionné que pour une chaîne de sphères, lorsque l'impact est trop long, le pulse initial se décompose en une série de pics plus fins qui ont chacun la largeur de l'onde solitaire de Nesterenko. D'amplitudes décroissantes, ces pics se propagent à des vitesses différentes, ce qui tend à les séparer de plus en plus. Ici on observe la même chose avec des pics de largeur mesurée à 3,8 grains. On peut voir Fig. III.20 La mesure de G_n^2 pour les grains $n = 1$, $n = 10$, $n = 19$ tiré du film de la Fig. III.19. On observe bien la décomposition du pulse en série de pics qui se propagent avec des vitesses décroissantes avec l'amplitude. On mesure la distance parcourue par le point à 15% de l'amplitude maximum du premier pic (Fig. III.20). De cette courbe on déduit la vitesse en fonction de F_m à différentes F_0 . On observe que plus la force statique est petite, plus la croissance avec F_m est grande. On a tracé Fig. III.21 le rapport de la vitesse sur celle de ondes linéaires V/c_s en fonction du rapport F_m/F_0 . Toutes les données à différentes valeurs de F_0 collapsent sur la même courbe maitresse, on vérifie au passage que ce sont bien des ondes supersoniques.

Effectivement, on a déterminé que la largeur du pic vaut 3.8 grains alors que l'onde solitaire de Nesterenko dans une chaîne de sphères a une largeur de 5 grains. En supposant une loi de contact du type $F = A_\alpha \delta^\alpha$ avec $\alpha > 1$, l'analyse de Nesterenko se généralise et on trouve que la largeur L_α de l'onde solitaire est donnée par [25, 73] : $L_\alpha = \frac{2R\pi}{\alpha-1} \sqrt{\frac{\alpha(\alpha+1)}{6}}$. On trouve une largeur $L_\alpha \approx 3.8$ grains

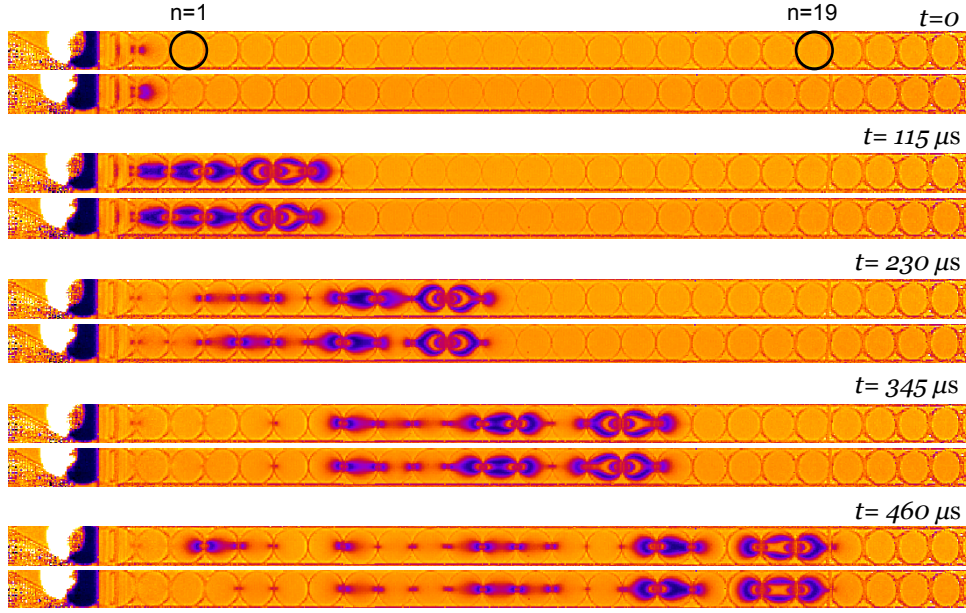


FIGURE III.19 – (a) : Visualisation de la propagation de l’onde de grande amplitude ($F_m = 52$ N) dans une chaîne soumise à une force statique de confinement de $F_0 = 1$ N. On observe la décomposition du pulse en paquets très fins. Pour chaque temps, les deux images correspondent à deux expériences différentes. Ce profil est très reproductible.

pour $\alpha \approx 1.75$. Cette valeur est tout à fait cohérente avec celle que l’on a mesurée expérimentalement (1.78, pour la loi $F_0 - \delta$), dans la zone de faible force.

Sur la figure III.21, on a tracé V/c_s en fonction de F_m/F_0 en échelles logarithmiques. Toutes les valeurs sont supérieures à 1 ce qui signifie bien que les ondes en régime non-linéaire sont supersoniques.

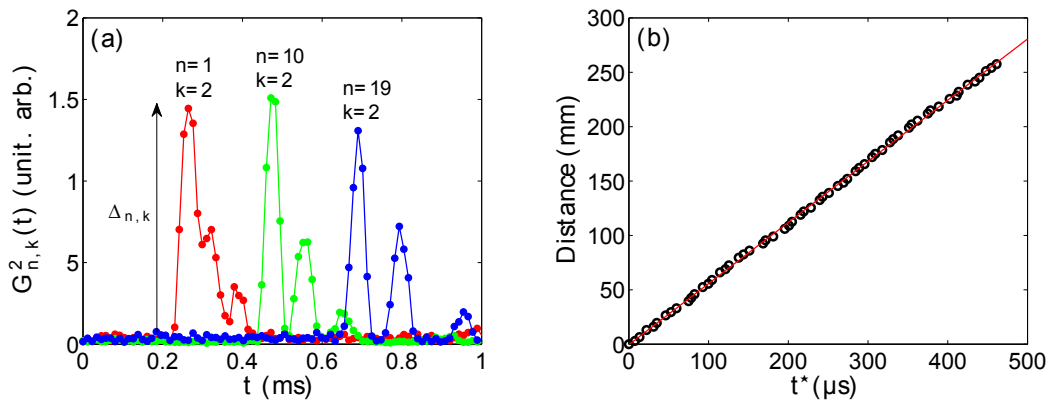


FIGURE III.20 – (a) : Pour chaque point (n, k) , on cherche le temps t^* pour lequel $G^2_{n,k}(t^*) = 0.15\Delta_{n,k}$. Les trois courbes correspondent au centre ($k = 2$) des grains $n = 1, 10, 19$. On observe bien la décomposition du pulse en une série de pics d’amplitudes décroissantes et de vitesses différentes. Nous choisissons de mesurer la vitesse du premier front d’onde ascendant. (b) : Distance parcourue par le front d’onde ascendant en fonction du temps t^* . La pente de cette courbe donne la vitesse V . Dans cet exemple, on a $V = 562$ m/s.

On remarque que tous les points se placent sur une courbe maîtresse traduisant le fait que V/c_s est uniquement fonction du rapport F_m/F_0 .

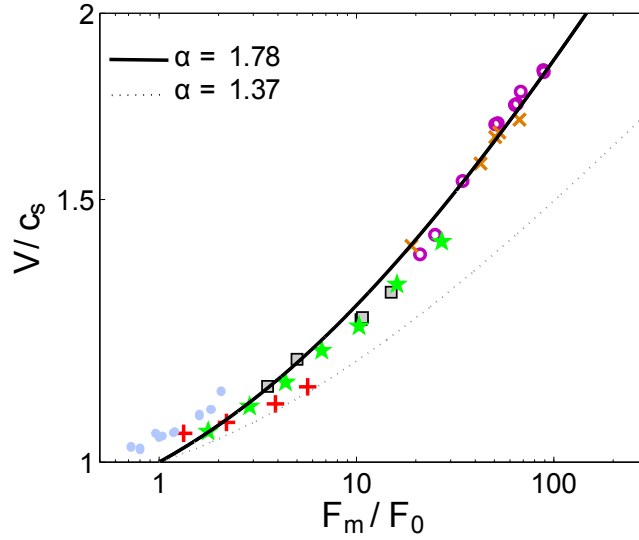


FIGURE III.21 – V/c_s en fonction de F_m/F_0 , échelles log – log. Les deux courbes correspondent à l'Eq. III.15 avec $\alpha = 1.78$ (trait plein) et $\alpha = 1.37$ (trait pointillé). Ces deux valeurs correspondent aux puissances obtenus expérimentalement dans la loi de contact $F_0 - \delta$ respectivement pour $F_0 < F_c$ et $F_0 > F_c$. La valeur $\alpha = 1.78$ ajuste très bien les données expérimentales.

Guillaume Huillard a généralisé le calcul de Nesterenko pour la relation donnant V/c_s en fonction de F_m/F_0 pour un exposant α dans la loi de contact : $F = A_\alpha \delta^\alpha$ avec $\alpha > 1$. On trouve :

$$\frac{V}{c_s} = \sqrt{\frac{2}{\alpha(\alpha+1)}} \frac{\left[\alpha + \left(\frac{F_m}{F_0} \right)^{\frac{\alpha+1}{\alpha}} - (\alpha+1) \left(\frac{F_m}{F_0} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right]^{1/2}}{\left(\frac{F_m}{F_0} \right)^{\frac{1}{\alpha}} - 1} \quad (\text{III.15})$$

En posant $\alpha = 3/2$, on retrouve bien l'Eq. III.8. On a tracé sur la Fig. III.21 la courbe théorique donnée par l'Eq. III.15 pour les deux lois de puissance trouvées expérimentalement pour la relation $F_0 - \delta$, i.e $\alpha = 1.78$ et $\alpha = 1.37$. La puissance $\alpha = 1.78$ ajuste très bien les données expérimentales sans aucun paramètre ajustable. Cela valide la généralisation du calcul de Nesterenko que l'on a faite pour obtenir la vitesse V . Cette puissance est aussi cohérente avec la mesure de la largeur L_α du pic.

III.7 Empilement 2d

On a vu que dans les articles de Coste et al. et Jia et al., portant sur des empilements bi- et tridimensionnels [45, 46], les auteurs s'intéressent à la relation entre la contrainte macroscopique appliquée à l'échantillon et la vitesse des ondes acoustiques. Cette mesure de vitesse se fait par la méthode du temps de vol entre deux points : l'émetteur et le récepteur. On a cherché à visualiser la propagation de l'onde en tous points du milieu, ce qui permet de faire des mesures locales de vitesse.

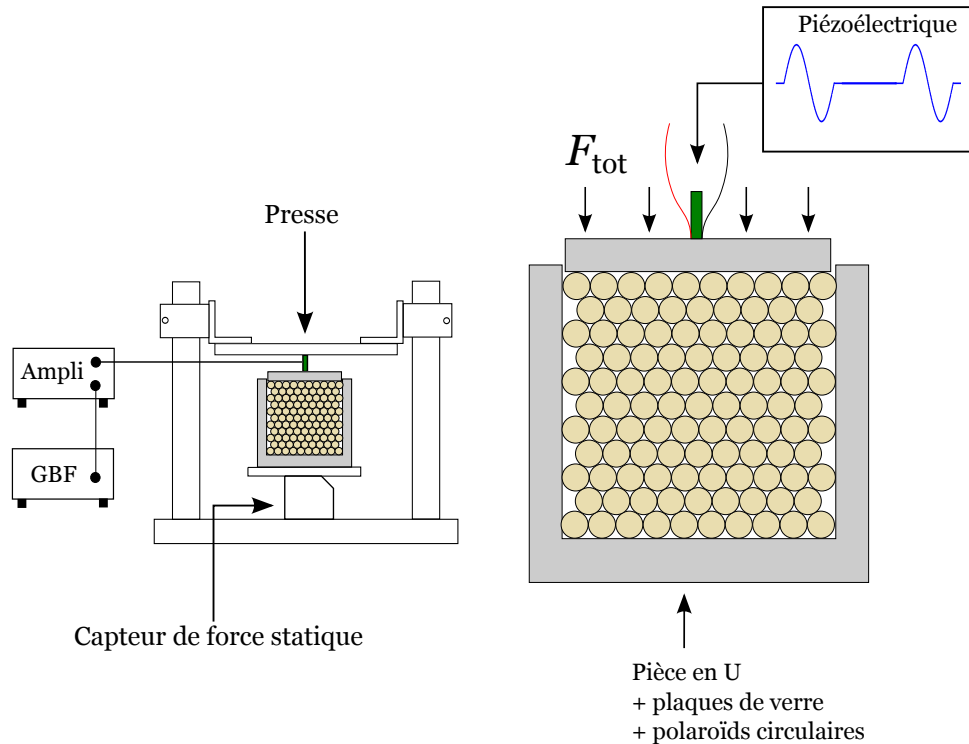


FIGURE III.22 – Dispositif expérimental utilisé pour les expériences sur des empilements bidimensionnels.

On s'est limité dans nos études quantitatives à des empilements ordonnés en géométrie carrée et hexagonale.

III.7.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé sur la Fig. III.22. On utilise une cellule constituée d'une armature métallique en forme de U contre laquelle sont maintenues deux plaques de verre. Typiquement, l'empilement est constitué d'une centaine de grains. Sur les faces extérieures des plaques de verre, on fixe les polariseurs et analyseurs circulaires. On acquiert des films à une fréquence de 74074 images/s avec une résolution de 144×144 pixels.

La cellule contenant les grains est placée sur un capteur de force statique. On applique une force F_{tot} à l'empilement grâce à une presse (Fig. III.23). Une céramique piézoélectrique intercalée entre les deux pièces de la presse permet de générer une excitation acoustique. On est ainsi capable d'imposer une force F_{tot} à l'échantillon, de la faire varier et de la mesurer grâce au capteur de force statique. La force se répartit suivant un petit nombre de grains qui forment les fameuses chaînes de forces. De plus, tous les 50 ms, le piézoélectrique est alimenté par une arche de tension sinusoïdale de fréquence 2 kHz. L'amplitude des ondes générées est petite par rapport à la force statique F_{tot} et aussi par rapport à la force moyenne le long d'une chaîne de forces. Il s'agira donc de la propagation d'ondes dans le régime linéaire.

La Fig. III.23 montre la propagation de l'excitation dans le milieu granulaire. L'image en haut

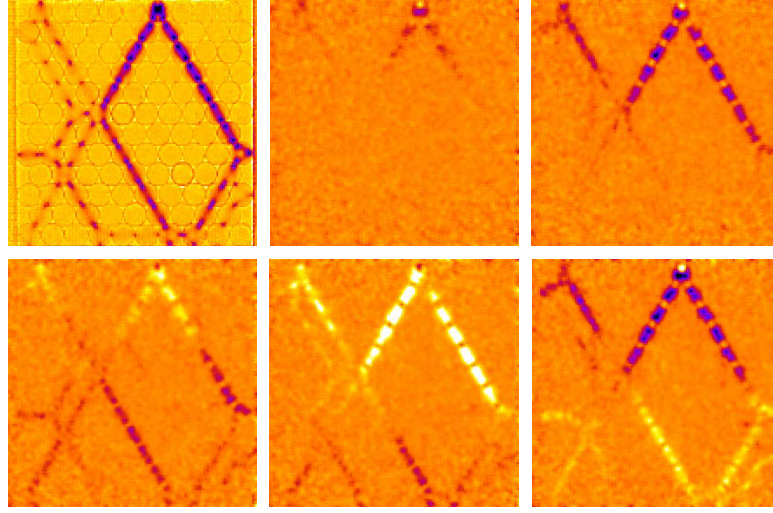


FIGURE III.23 – Propagation des ondes sonores en régime linéaire dans un empilement bidimensionnel avec un arrangement hexagonal. L'image en haut à gauche montre le système dans son état initial soumis à une force statique $F_{\text{tot}} = 28 \text{ N}$. Cette force statique se répartit suivant un réseau de chaînes de forces. Les cinq autres images ont été divisées par la première image et sont toutes séparées de $175 \mu\text{s}$. On visualise ainsi les variations d'intensité lumineuse provoquées par le passage de l'onde sonore. On voit clairement que l'onde emprunte exclusivement les chaînes de forces initiales.

à gauche correspond à l'empilement granulaire dans son état initial lorsqu'il est soumis uniquement à la compression uniaxiale statique $F_{\text{tot}} = 28 \text{ N}$. Les cinq autres images montrent la propagation de l'onde sonore produite par la déformation du piézoélectrique. L'intervalle de temps entre chaque image est $175 \mu\text{s}$. Chacune des cinq images a été divisée par l'image initiale pour visualiser uniquement la perturbation. Dans cet exemple, puisqu'aucun grain n'a dépassé la frange $p = 0$, un grain qui apparaît avec une couleur foncée correspond à un grain soumis à une force plus importante qu'à l'état initial. Au contraire, une couleur claire signifie une force plus faible que celle dans l'état initial.

On voit clairement que les ondes générées en régime linéaire se propagent le long des chaînes de forces qui supportent la force statique. On visualise bien que chaque chaîne subit alternativement une phase de compression et une phase d'expansion par rapport à l'état initial de précontrainte. Nous avons dans ces expériences mesuré la vitesse des ondes c_s le long des chaînes de forces et comparé ces résultats avec ceux obtenus pour une chaîne unidimensionnelle. Il a fallu trouver un moyen de mesurer la force moyenne F_0 associée à une chaîne de force. Pour chaque empilement, nous déterminons les centres des grains qui forment une chaîne de force. Typiquement, une chaîne est constituée de $n \approx 6 - 7$ grains et un grain peut appartenir à plusieurs chaînes. On choisit des grains qui présentent majoritairement des forces diamétralement opposées et on applique la méthode des chaînes 1d.

Pour suivre le passage de l'onde dans un grain, on a employé une méthode inspirée de celle de Behringer *et al.* [71, 72]. Celle-ci ressemble à celle décrite précédemment, mais là on analyse tous les pixels du grain et non pas juste ceux suivant un axe perpendiculaire à la propagation. L'idée de cette méthode est que le nombre de franges à l'intérieur du grain augmente de façon monotone avec la force totale qui s'y exerce. Autrement dit, pour un maximum de force, on aura un maximum de franges et

donc un grand nombre de passages entre des franges blanches et des franges noires. On utilise cette propriété pour définir une nouvelle variable $G_n^2(t)$: le gradient au carré de l'intensité transmise par tous les pixels du grain n .

On obtient ainsi une quantité $G_n^2(t)$ pour tous les grains n d'une chaîne sélectionnée et pour tous les temps. Nous avons vérifié que les maxima de $G_n^2(t)$ correspondent à des extrema de la force appliquée au grain. On a utilisé cette méthode et celle de l'intensité au centre pour suivre les ondes (le point à mi-hauteur du premier pic) et tracer la distance parcourue en fonction du temps. L'écart peut être de 5 % à 10 %. Ce qui correspond à l'erreur que l'on fait pour deux mesures identiques consécutives.

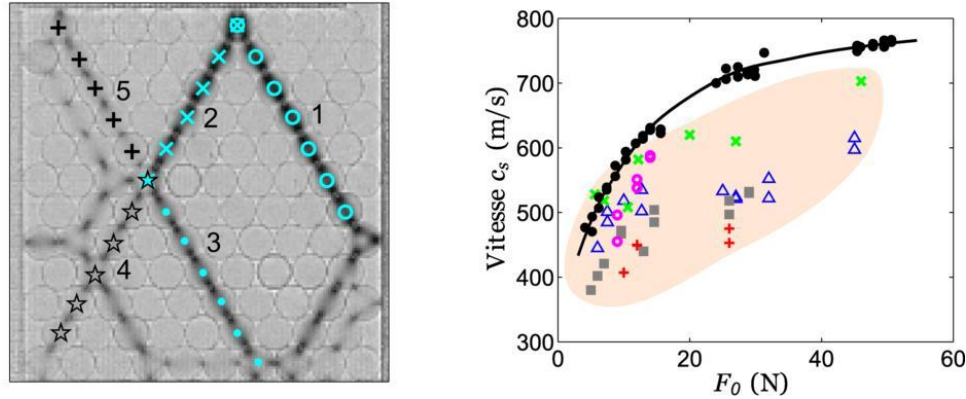


FIGURE III.24 – Evolution de la vitesse c_s des ondes sonores en régime linéaire dans un empilement bidimensionnel avec un arrangement hexagonal. Les mesures de vitesse sont faites le long des cinq chaînes de forces : ligne 1 (Δ) ; ligne 2 (\times) ; ligne 3 (\square) ; ligne 4 ($+$) ; ligne 5 (\circ). Pour comparaison, on a fait figurer la vitesse obtenue pour la chaîne 1D en régime linéaire (\bullet).

On a d'abord considéré un empilement hexagonal, pour chaque chargement F_{tot} , on mesure différentes valeurs de forces statiques sur des chaînes de forces et différentes vitesses. On observe que pour chacune des chaînes de force, la vitesse c_s croît lorsque la force moyenne F_0 s'y exerçant augmente. Par contre pour une même force F_0 , il y a des disparités importantes entre les différentes chaînes de force. Cette dispersion des mesures semble être plus importante que l'incertitude de l'ordre de 10% évoquée au paragraphe précédent sur la mesure des vitesses. Il semblerait donc qu'il ne suffise pas de connaître la force F_0 d'une chaîne de force pour caractériser la vitesse de propagation de l'onde. On remarque également que toutes les vitesses mesurées sont inférieures à celles mesurées dans le cas d'une chaîne unidimensionnelle à la même force F_0 . Ce phénomène ne peut pas être uniquement imputé au bruit des signaux car sinon on s'attendrait à avoir des points au-dessus et en-dessous de la courbe à 1D, ce qui n'est pas le cas.

On a pu observer le même comportement sur un empilement carré. On observe que la force extérieure se répartit suivant des chaînes de forces rectilignes et verticales. Lorsque F_{tot} augmente, de nouveaux contacts apparaissent ce qui permet de former des chaînes horizontales reliant celles verticales. On visualise que l'onde se propage à des vitesses différentes suivant les différentes chaînes de forces.

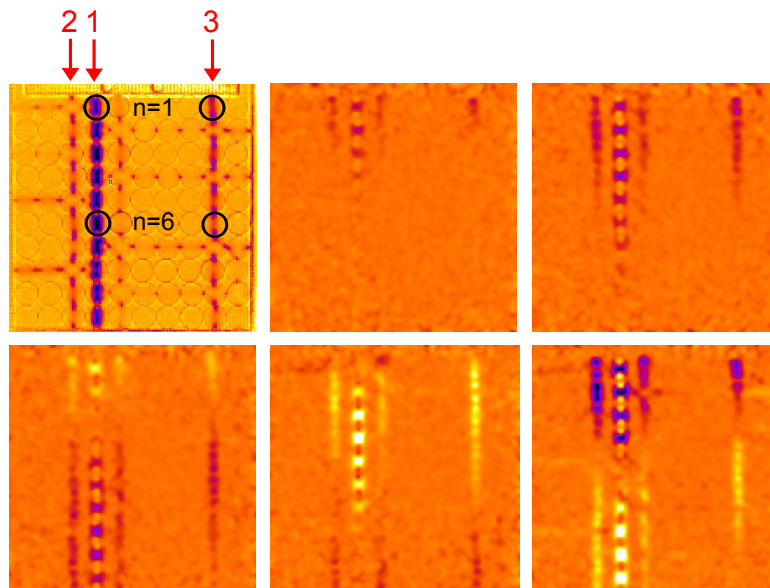


FIGURE III.25 – Propagation des ondes sonores en régime linéaire dans un empilement bidimensionnel avec un arrangement carré. L'image en haut à gauche montre le système dans son état initial soumis à une force statique $F_{\text{tot}} = 38 \text{ N}$. Les cinq autres images illustrent la propagation de l'excitation : chaque image est séparée de $135 \mu\text{s}$ et a été divisée par la première image. On voit clairement que l'onde se propage suivant les lignes verticales que forment les chaînes de force. Cela permet de définir les trois lignes 1, 2 et 3 suivant lesquelles on mesurera la vitesse de propagation c_s .

Les résultats sont similaires pour l'arrangement hexagonal et carré. Pour chaque force F_0 , on trouve que les vitesses mesurées à 2D sont inférieures à celles mesurées à 1D. Cet écart ne peut pas être associé à un problème systématique de traitement d'image. Une explication pourrait être que la masse effective des grains dans les chaînes M_{eff} soit augmentée. Les résultats de la chaîne 1D ne seraient donc pas transposables à 2D. Cela expliquerait pourquoi l'écart entre les valeurs de vitesses est d'autant plus important que la force est grande. Un autre raison est que ces chaînes sont très courtes, on n'observerait que des effets transitoires.

Des résultats analogues ont été rapportés très récemment par Daniels et coll. [66]. Les auteurs utilisent un empilement de grains mous en polyuréthane. Ils utilisent la photoélasticité pour visualiser le chemin emprunté par l'onde mais les mesures de temps de vol, et donc de vitesse, sont faits à l'aide de capteurs piézoélectriques introduits dans le système. Leurs mesures de vitesse sont aussi très dispersées et inférieures en moyenne à celles du milieu 1D.

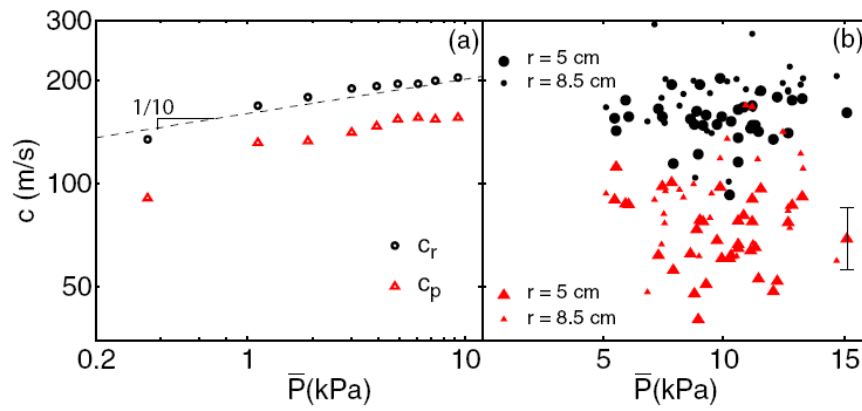


FIGURE III.26 – Tiré de [66]. Mesure de la vitesse des ondes acoustiques dans un milieu 1D (a) et 2D (b). Les intervalles Δt_r et Δt_p permettent d'estimer les deux vitesses c_r (\circ) et c_p (\triangle).

Bibliographie

- [1] Duran, J. *Sables, poudres et grains*. Eyrolles sciences (1997)
- [2] B. Andreotti, Y. Forterre, O. Pouliquen, *les milieux granulaires, entre fluides et solides*, EDP Sciences - CNRS éditions (2011)
- [3] H.M. Jaeger, S.R. Nagel et R.P. Behringer, Granular solids, liquids, and gases. Rev. of Mod. Phys. **68**, 1259-1273 (1996).
- [4] P.G. de Gennes, Granular matter : a tentative view. Rev. of Mod. Phys. **71**, 374-382 (1999).
- [5] S.B. Savage et K. Hutter, The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. Journal of Fluid Mechanics **199**, 177-215 (1989).
- [6] C.S. Campbell, Rapid granular flows. Annual Review of Fluid Mechanics **22**, 57-90 (1990).
- [7] J. Rajchenbach, Granular flows. Advances in Physics **49**, 229-256 (2000).
- [8] J. Rajchenbach, Dynamics of grain avalanches. Physical Review Letters **88** (1), 14 301 (2001).
- [9] R. G. Bagnold, The physics of blown sand and desert dunes. Chapman Hall (1941).
- [10] D.J. Hornbaker, R. Albert, I. Albert, A.L. Barabasi et P. Shiffer. What keep sandcastle. Nature **387**, 765-76 (1997).
- [11] R. Albert, I. Albert, D. Hornbaker, P. Schiffer et A.L. Barabasi. Maximum angle of stability in wet and dry spherical granular media. Phys. Rev. E **56**, 6271-6274 (1997).
- [12] L. Bocquet, E. Charlaix, S. Ciliberto et J. Crassous. Moisture-induced ageing in granular media and the kinetics of capillary condensation. Nature **396**, 735-737 (1998).
- [13] Guillaume Huillard, Thèse de doctorat de l'Université de Nice Sophia-Antipolis (2011)
- [14] J.C. G?eminard, D. Bouraya et H. Gayvallet, Thermal conductivity associated with a bead-bead contact decorated by a liquid bridge. The European Physical Journal B **48**, 509-517 (2005).
- [15] M. Ammi, T. Travers, D. Bideau, A. Gervois, J.C. Messenger et J.P. Troadec. Uniaxial compression of 2d and 3d packings : electrical conductivity measurements. Journal de Physique **49**, 221-226 (1988).
- [16] M. Creyssels, S. Dorbolo, A. Merlen, C. Laroche, B. Castaing et E. Falcon. Some aspects of electrical conduction in granular systems of various dimensions. The European Physical Journal E **23**, 255-264 (2007).
- [17] S. Dorbolo, A. Merlen, M. Creyssels, N. Vandewalle, B. Castaing et E. Falcon, Effects of electromagnetic waves on the electrical properties of contacts between grains. Europhysics Letters **79**, 54 001 (2007).

- [18] J. Duffy et Mindlin R.D. Journal of Applied Mechanics **24**, 585 (1957).
- [19] H. Hertz, On the contact of elastic solids. Journal fur die Reine und Angewandte Mathematik **92**, 156 ?171 (1881).
- [20] L.D. Landau et E.M. Lifschitz, **Théorie de l'élasticité**. Ed. Mir (1967).
- [21] J.N. Roux, Contact disorder and non-linear elasticity of granular packings : a simple model. Powder and Grains 97 pages 215 ?218 (1997).
- [22] S.P. Timoshenko et J.N. Goodier, *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill, New York (1970).
- [23] A.E.H. Love, *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*. Cambridge University Press (1952).
- [24] K.L. Johnson, *Contact Mechanics*. Cambridge University Press (1987).
- [25] V.F. Nesterenko, *Dynamics of Heterogeneous Materials*. Springer Verlag (2001).
- [26] C. Coste et B. Gilles. On the validity of Hertz contact law for granular material acoustics. The European Physical Journal B **7**, 155 ?168 (1999).
- [27] M. Peyrard et T. Dauxois, *Physique des solitons*. EDP Sciences (2004).
- [28] V.F. Nesterenko. J. Appl. Mech. Tech. Phys. **5**, 733 (1984).
- [29] C. Coste, E. Falcon et S. Fauve, Solitary waves in a chain of beads under hertz contact. Physical Review E **56**, 6104 (1997).
- [30] E. Falcon, Comportements dynamiques associés au contact de Hertz : processus collectifs de collision et propagation d'ondes solitaires dans les milieux granulaires. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1 (1997).
- [31] C. Daraio, V.F. Nesterenko, E.B. Herbold et S. Jin, Strongly nonlinear waves in a chain of Teflon beads. Physical Review E **72**, 016 603 (2005).
- [32] C. Daraio et V.F. Nesterenko, Strongly nonlinear wave dynamics in a chain of polymer coated beads. Physical Review E **73**, 026 612 (2006).
- [33] C. Daraio, V.F. Nesterenko, E.B. Herbold et S. Jin. Tunability of solitary wave properties in one-dimensional strongly nonlinear phononic crystals. Physical Review E **73**, 026 610 (2006).
- [34] S. Job, F. Santibanez, F. Tapia et F. Melo, Nonlinear waves in dry and wet hertzian granular chains. Ultrasonics **48**, 506 ?514 (2008).
- [35] S. Job, F. Melo, A. Sokolow et S. Sen. Solitary wave trains in granular chains : experiments, theory and simulations. Granular Matter **10**, 13 ?20 (2007).
- [36] A. Sokolow, E.G. Bittle et S. Sen. Solitary wave train formation in hertzian chains. Europhysics Letters **77**, 24 002 (2007).
- [37] E. Hascoet, H.J. Herrmann et V. Loreto. Shock propagation in a granular chain. Physical Review E **59**, 3202 ?3206 (1999).
- [38] A. Shukla, M.H. Sadd, Y. Xu et Q.M. Tai. Influence of loading pulse duration on dynamic load-transfer in a simulated granular medium. Journal of the Mechanics and Physics of Solids **41**, 1795 ?1808 (1993).

- [39] E.B. Herbold et V.F. Nesterenko, Solitary and shock waves in discrete strongly nonlinear double power-law materials. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 261902 (2007).
- [40] A. Rosas, A.H. Romero et K. Lindenberg. Pulse propagation in a chain of o-rings with and without precompression. *Phys. Rev. E* **82** (3), 031308 (2010).
- [41] C. Liu et S.R. Nagel, Sound in sand. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2301-2304 (1992).
- [42] C. Liu. Spatial patterns of sound propagation in sand. *Phys. Rev. B* **50**, 782 (1994).
- [43] H.A. Makse, N. Gland, D.L. Johnson et L.M. Schwartz. Why effective medium theory fails in granular materials. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5070-5073 (1999).
- [44] J.D. Goddard. Nonlinear elasticity and pressure-dependent wave speeds in granular media. *Proc. of the Royal Soc. of London. Series A : Math. and Phys. Sciences* **430**, 105 (1990).
- [45] B. Gilles et C. Coste. Low-frequency behavior of beads constrained on a lattice. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 174 302 (2003).
- [46] X. Jia, C. Caroli et B. Velicky. Ultrasound propagation in externally stressed granular media. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1863-1866 (1999).
- [47] T. Travers, M. Ammi, D. Bideau, A. Gervois, J.C. Messenger et J.P. Troadec. Mechanical size effects in 2d granular media. *Journal de Physique* **49**, 939-948 (1988).
- [48] D. Stauffer, H.J. Herrmann et S. Roux. Simulation of disordered systems of cylinders. II. mechanical behaviour. *Journal de Physique* **48**, 347-351 (1987).
- [49] HJ Herrmann, D. Stauffer et S. Roux. Violation of linear elasticity due to randomness. *Eur. Lett.* **3**, 265 (1987).
- [50] S. Roux et HJ Herrmann. Disorder-induced nonlinear conductivity. *Eur. Lett.* **4**, 1227 (1987).
- [51] J.N. Roux. Elasticité non-linéaire d'un matériau granulaire modèle. *Colloque physique et mécanique des matériaux granulaires*, Presses du LCPC (2000).
- [52] H.A. Makse, N. Gland, D.L. Johnson et L. Schwartz. Granular packings : Nonlinear elasticity, sound propagation, and collective relaxation dynamics. *Phys. Rev. E* **70**, 061 302 (2004).
- [53] B. Velicky et C. Caroli. Pressure dependence of the sound velocity in a twodimensional lattice of hertz-mindlin balls : Mean-field description. *Phys. Rev E* **65**, 021 307 (2002).
- [54] E. Somfai, J.N. Roux, J.H. Snoeijer, M. Van Hecke et W. Van Saarloos. Elastic wave propagation in confined granular systems. *Phys. Rev. E* **72**, 021 301 (2005).
- [55] X. Jia et P. Mills. Sound propagation in dense granular materials. *Powders and Grains 2001* pages 105-112 (2001).
- [56] C. Coste et B. Gilles. Sound propagation in a constrained lattice of beads : Highfrequency behavior and dispersion relation. *Phys. Rev. E* **77**, 021 302 (2008).
- [57] J.H. Page, H.P. Schriemer, I.P. Jones, P. Sheng et D.A. Weitz. Classical wave propagation in strongly scattering media. *Physica A* **241**, 64-71 (1997).
- [58] X. Jia. Codalike multiple scattering of elastic waves in dense granular media. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 154 303 (2004).

- [59] T. Brunet, X. Jia et P. Mills. Mechanisms for acoustic absorption in dry and weakly wet granular media. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 138001 (2008).
- [60] X.P. Jia, J. Laurent, Y. Khidas et V. Langlois. Sound scattering in dense granular media. *Chinese Science Bulletin* **54**, 4327-4336 (2009).
- [61] C. Coste et B. Gilles. Sound propagation in a lattice of elastic beads : Time of flight, dispersion relation and time-frequency analysis. *Physics Procedia* **3**, 433-441 (2010).
- [62] A. Shukla. Dynamic photoelastic studies of wave propagation in granular media. *Optics and Lasers in Engineering* **14**, 165-184 (1991).
- [63] M.H. Sadd, Q. Tai et A. Shukla. Contact law effects on wave propagation in particulate materials using distinct element modeling. *Int. Journal of Non- Linear Mechanics* **28**, 251-265 (1993).
- [64] A. Shukla, M.H. Sadd, R. Singh, Q. Tai et S. Vishwanathan. Role of particle shape and contact profile on the dynamic response of particulate materials. *Optics and Lasers in Engineering* **19**, 99-119 (1993).
- [65] Y. Zhu, A. Shukla et M.H. Sadd. The effect of microstructural fabric on dynamic load transfer in two dimensional assemblies of elliptical particles. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **44**, 1283-1303 (1996).
- [66] E.T. Owens et K.E. Daniels. Sound propagation and force chains in granular materials. *Eur. Lett.* **94**, 54 005 (2011).
- [67] H.T. Jessop et F.C. Harris. *Photoelasticity : principles methods*. Dover Publications (1950).
- [68] T.S. Majmudar et R.P. Behringer. Contact force measurements and stress-induced anisotropy in granular materials. *Nature* **435**, 1079-1082 (2005).
- [69] T.S. Majmudar, Contact force measurements in sheared and isotropically compressed 2D granular systems. PhD. thesis, Duke University (2006).
- [70] A. Shukla, M.H. Sadd, Y. Xu et Q.M. Tai. Influence of loading pulse duration on dynamic load-transfer in a simulated granular medium. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **41**, 1795-1808 (1993).
- [71] J. Geng, D. Howell, E. Longhi, R.P. Behringer, G. Reydellet, L. Vanel, E. Clément et S. Luding. Footprints in sand : the response of a granular material to local perturbations. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 35 506 (2001).
- [72] J. Geng, G. Reydellet, E. Clément et R.P. Behringer. Green's function measurements of force transmission in 2d granular materials. *Physica D* **182**, 274-303 (2003).
- [73] V.F. Nesterenko. Solitary waves in discrete media with anomalous compressibility and similar to sonic vacuum. *Journal de Physique IV* **4** (C8), 8-8 (1994)
- [74] X. Noblin, G. Huillard et J. Rajchenbach. Photoelastic study of acoustic wave propagation in grain packings. *Powders and Grains* **2009** **1145**, 439 (2009).
- [75] G. Huillard, X. Noblin et J. Rajchenbach. Propagation of acoustic waves in a one-dimensional array of noncohesive cylinders. *Phys. Rev E* **84**, 016 602 (2011).

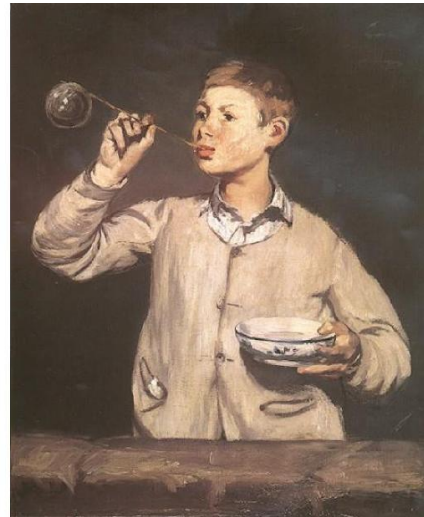


FIGURE III.27 – Bulles de savons, Jean-Siméon Chardin, 1734. Les bulles de savons, Edouard Manet, 1867

Chapitre IV

Projets actuels et perspectives

Sommaire

IV.1 Introduction	93
IV.2 Dynamique de jets : électromouillage	93
IV.3 Ondes sonores dans les granulaires	94
IV.4 Dynamique de bulles : ANR CAVISOF	94
IV.4.1 Sporangies de fougères, cavitation dans des systèmes naturels	95
IV.4.2 Eau sous pression négative et cavitation dans des systèmes artificiels	95
IV.4.3 Bulles dans des fluides complexes sous dépression	95
IV.5 Optofluidique	96

IV.1 Introduction

Nous présentons ici des expériences en cours (commencées depuis un an ou moins) qui ont fait l'objet de quelques premiers résultats, mais rien encore n'a été publié ni même soumis.

IV.2 Dynamique de jets : électromouillage

Avec : F. Celestini.

Nous réalisons actuellement une expérience de rebond de jet couplée au phénomène d'électromouillage. Le substrat utilisé est une couche submicronique de téflon déposée sur une couche d'environ 15 microns de résine SU8, elle-même déposée sur des plaques d'aluminium par spin coating. On réalise la même expérience que celle présentée au chapitre 1, mais on ajoute entre la plaque d'aluminium et l'embout métallique du jet une tension. Nous avons ainsi pu observer que l'angle de réflexion change avec la tension. Lorsque celle-ci augmente, le jet se plaque de plus en plus vers le substrat, en accord avec le fait que plus l'angle de contact est faible, moins le rebond est efficace. Une publication est en préparation.

Dans ce thème du mouillage nous continueront notre collaboration avec l'équipe de F. Guittard

pour explorer les possibilités de fabrication à l'interface physique-chimie, et surtout la possibilité de réaliser de nouvelles expériences avec des surfaces particulières.

IV.3 Ondes sonores dans les granulaires

Avec : J. Rajchenbach, G. Huillard (Doctorant).

De nouvelles expériences à 2d seront conduites prochainement, avec un nombre de grains supérieur. Il s'agira de continuer ce qui a été réalisé durant la thèse de Guillaume Huillard, notamment de comprendre la relation entre force appliquée / vitesse des ondes et de voir l'activation des contacts. Les perspectives sont aussi d'étudier des fréquences plus élevées (longueurs d'ondes plus faibles), pour visualiser le processus de diffusion régi par les hétérogénéités du milieu, d'utiliser des capteurs photodiodes et pas seulement des caméras rapides, et cela dans des empilements désordonnés. Enfin il s'agira de réaliser des impacts violent.

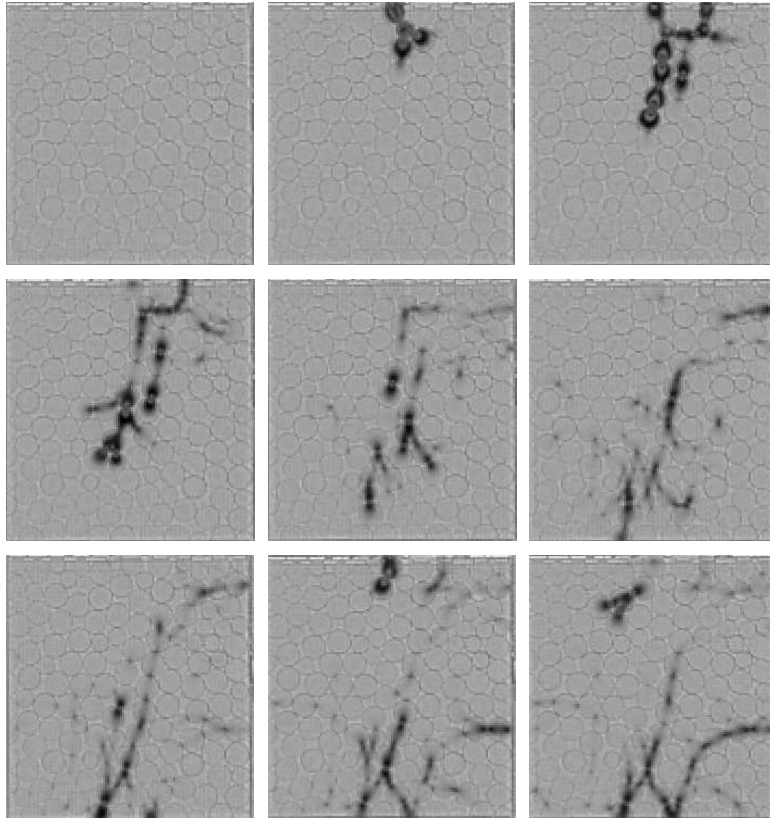


FIGURE IV.1 – Impact d'une bille en acier sur un empilement bidimensionnel désordonné. Le milieu est constitué de grains de diamètre 13 mm et 9.6 mm. Les images sont séparées de $80 \mu\text{s}$.

IV.4 Dynamique de bulles : ANR CAVISOFIT

Avec : F. Celestini, C. Raufaste, Yann Yip (Post-doc), F. Haudin (ATER), Mathieu Pellegrin (Doctorant), (LPMC), M. Argentina, C. Llorens (Doctorante) (LJAD).

L'ANR Jeunes "CAVISOF" dont je suis le porteur a été obtenue en 2010, lancée en janvier 2011 avec Médéric Argentina du LJAD (laboratoire de Mathématiques de Nice), Franck Celestini et Christophe Raufaste. Le plan de ce projet qui se terminera en décembre 2013 suit les trois sections qui suivent et a pour fil directeur la génération de bulles dans des fluides en dépression.



IV.4.1 Sporanges de fougères, cavitation dans des systèmes naturels

Les perspectives de cette partie du projet sont de coupler mesures acoustiques et visualisation ultra rapide (> 200000 images/seconde) sur un système naturel, mais aussi de mieux comprendre ce qui génère des bulles de cavitation et leurs interactions.

IV.4.2 Eau sous pression négative et cavitation dans des systèmes artificiels

Lancé depuis Mai 2011.

En s'inspirant des sporanges de fougères nous développons maintenant des dispositifs utilisant des techniques de microfabrication pour mieux comprendre les phénomènes de cavitation en régime statique. Nous avons pu en utilisant des cavités dans des hydrogels observer l'apparition de bulles de cavitation à des pressions très négatives. Nous comptons approfondir ces études en lien avec les expériences sur le sporanges naturels.

Nous avons aussi commencer à étudier ces phénomènes grâce à des simulations numériques.

Image bulle

IV.4.3 Bulles dans des fluides complexes sous dépression

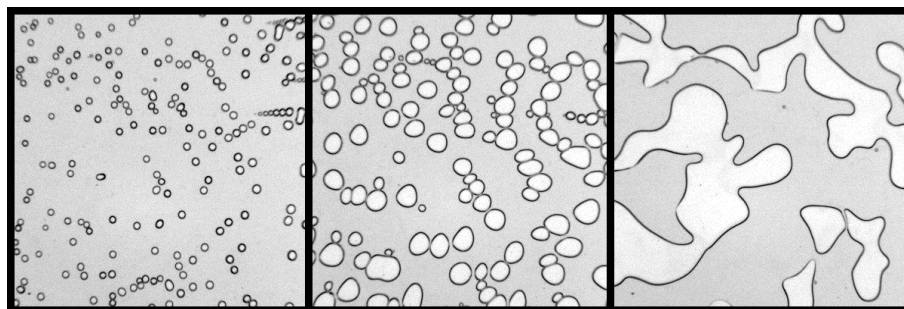


FIGURE IV.2 – Croissance de bulles dans un gel en dépression.

Lancé depuis octobre 2010.

Nous avons ensuite étendu nos expériences au cas de la génération de bulles sous dépression mais dans des fluides complexes, sans être dans le domaine de pressions négatives. Nous étudions la nucléa-

tion, la croissance, l'interaction entre bulles et la formation de motifs lors de la mise en dépression de matériaux du type gels viscoplastiques. Nous avons pu caractériser en fonction de la concentration du gel les différents régimes de croissance (Fig. IV.2). On peut ainsi explorer toutes sortes de matériaux, des bulles dans des fluides simples aux fractures dans des solides. Ce travail a été exposé sous forme de Poster à la conférence Liquid Matter 2011.

IV.5 Optofluidique

Sous l'impulsion de P. Sebbah (de l'équipe propagation d'ondes en milieux complexes), un projet s'est développé au LPMC à travers le travail de son Post-doctorant : S. Bakhta en 2010. Il s'est agit de réaliser des circuits microfluidiques simples présentant des canaux non rectilignes et d'y incorporer des colorants. En pompant ces structures transparentes (PDMS), on peut générer un effet de Laser aléatoire du fait du désordre introduit par les structures et le caractère non parfait de la microfabrication. J'ai donc participé à la conception et fabrication de ces dispositifs et au montage de l'expérience. Ce travail continue maintenant à distance, les dispositifs sont conçus à Nice, les expériences réalisées à Paris où se trouve maintenant P. Sebbah (Institut Langevin).

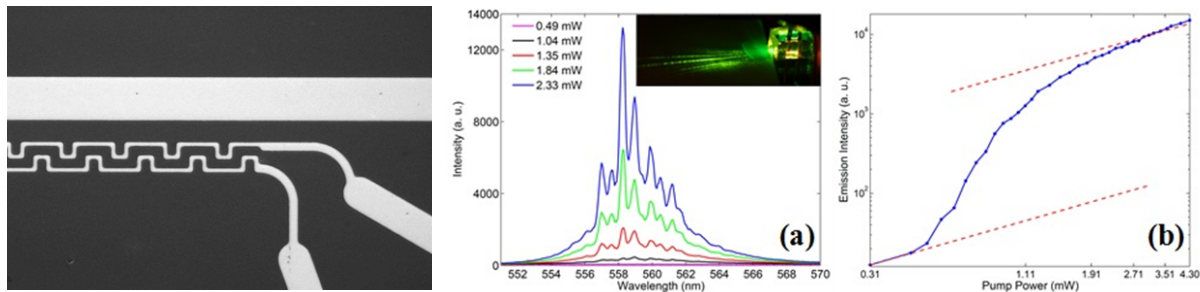


FIGURE IV.3 – Gauche : système de canaux microfluidiques où s'écoule un colorant. Droite : spectre et courbe d'intensité obtenus pour différentes intensités de pompe.



FIGURE IV.4 – Interfaces en contact : adhésion. Paul, *sans titre*, Gommettes sur papier, 2010.

Conclusion

Dans ce manuscrit, j'ai donc essayé de donner un aperçu de différents phénomènes aux interfaces, qu'elles soient fluides ou élastiques. On a essayé sur chacun des problèmes traités en plus de notre approche expérimentale d'avoir un oeil sur l'interprétation, la compréhension des phénomènes et éventuellement leur modélisation théorique ou numérique. En regardant le plan de manière grossière, on peut voir qu'après avoir étudié des interfaces très fluides, on est passé à travers les fougères à des interfaces fluides et élastiques pour arriver aux grains qui ne présentent que des aspects de solides déformables.

Le premier chapitre se concentre sur des interfaces fluides : gouttes et jets, dans la lignée du domaine de ma thèse. On y constate que des gouttes vibrées à la fois verticalement et horizontalement peuvent se déplacer sans asymétrie évidente dans leur forçage. On a étudié ensuite un système qui mêle de la même façon vibrations, résonance, déformation, mais sur un système de bille rigide sur un substrat élastique. Enfin on a pu découvrir que sur une surface suffisamment hydrophobe, un jet pouvait rebondir comme une balle. Nos perspectives sont nombreuses, autant dans la compréhension plus précise des écoulements se produisant, mais aussi dans le contrôle par électromouillage de ce phénomène.

Dans le deuxième chapitre on a exploré des phénomènes purement physiques se produisant chez les végétaux. J'ai pu montrer que ceux-ci ont développé des stratégies que l'homme connaît très mal, il est même très loin de pouvoir les utiliser aussi efficacement à l'heure actuelle. Il s'agit donc d'une grande source d'inspiration, mais aussi de beaucoup de questions. Ainsi la structure des feuilles, la génération de mouvement chez les champignons et les fougères paraissent être des sujets répertoriés depuis le *XIX^{me}* Siècle, mais pour beaucoup ne commencent à recevoir une compréhension quantitative qu'aujourd'hui.

Dans le dernier chapitre, nous nous sommes focalisés sur les effets de la mise en contact d'objets granulaires, donc d'interfaces rugueuses et déformables et les effets sur la propagation d'onde sonores dans ces milieux. Nous avons pu voir notamment l'importance de la rugosité des interfaces solides, mais aussi utiliser la photoélasticité de manière dynamique...

J'espère faire partager à travers ce manuscrit la beauté de quelques processus physiques régissant la vie d'objets qui nous entourent. Ces interfaces qui sont le coeur de notre étude sont là, présentes comme un révélateur des interactions microscopiques. Ce sont des frontières mais aussi des ponts, entre différentes échelles, elles sont le reflet d'effets qui ne sont pas si négligeables car nous nous sommes intéressés à ce qui se passe entre le microns et le millimètre, entre le tout petit et l'échelle humaine.

On est donc loin des particules élémentaires ou des galaxies, mais j'espère que maintenant, passé à l'âge adulte (??) j'arriverai à continuer à convaincre les plus jeunes qu'il y a là, dans ces sujets tout autant de fascination à avoir et de beauté à trouver.

En écho à la citation d'Aristote au début, je me permets de terminer par Blaise Pascal : "Il est bien plus beau de savoir quelque chose de tout que de savoir tout d'une chose". J'ai donc fait ce choix...

Curriculum vitae

Etat civil

36 ans (22/06/1975)	xavier.noblin@unice.fr
Nationalité Française, pacsé, 2 enfants	http://lpmc.unice.fr/spip.php?article51
2, rue Cavendish, 06100 Nice	Tél : 0492076783 / Fax : 0492076754

Intérêts

Milieus granulaires (désordonnés, non linéaires), Propagation d'ondes, Biomécanique, Biomimétisme, Microfluidique, Mouillage, Dynamique interfaciale, Dynamique non linéaire, Matériaux, Optofluidique...

2010 -	Chargé de Recherche CR1 Section 5, LPMC, Nice.
2006 - 2010	Chargé de Recherche CR2 Section 5, concours 2006, LPMC, Nice. Projet milieux granulaires et biophysique végétale.
2004 - 2006	Séjour Post-Doctoral : Harvard University, Projet Physique/Biologie : D. Weitz, L. Mahadevan, (DEAS) / J. Dumais, N.M. Holbrook (OEB).
2001 - 2004	Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6 : Mouillage et Démouillage inertiels. Laboratoire Physico-Chimie Curie, Institut Curie, Paris. Directrice de thèse : Françoise Brochard-Wyart. Soutenue le 26 octobre 2004.
2000 - 2001	Scientifique du contingent, Laboratoire de Physique Statistique, ENS Paris. E. Rolley. Mouillage sur substrats désordonnés.
1999 - 2000	DEA : Physique des liquides de l'Université Paris 6, Mention très bien.
1998 - 1999	Agrégation de Sciences Physiques opt. Physique. Admis 13e.
1996 - 1998	Ecole Normale Supérieure de Lyon (Elève fonctionnaire).

Compétences

Acquisition - traitement d'images et de données. Tracking, Micro PIV. Méthodes numériques. Electronique, microfabrication (microfluidique, surfaces). Rhéologie. Mesure de force, de tension interfaciale, d'angle de contact. Microscopies : optique - fluorescence - électronique - AFM. Diff. lumière, RX. Spectro Raman.

Prix

Journal of Experimental Biology Outstanding Paper Prize 2009 :

<http://jeb.biologists.org/cgi/content/full/212/24/3937>

Publications : 16

- 12 articles dans des revues avec comité de lecture. 4 actes avec comité de lecture.
- 10 publications en tant que 1^{er} auteur. **7 articles et 3 actes depuis la fin de la thèse.**

Responsabilités

Membre du conseil scientifique du LPMC depuis 01/2010. Resp. de la salle blanche du LPMC. Co-organisateur école d'été : "Aux rencontres de Peyresq" depuis 3 ans. Porteur projet ANR Jeunes "CAVISOF" 2011-2013.

Encadrement

1 thèse finie + 1 thèse débutante, 1 stage M2, 5 stage M1. 1 Post-doc, 1 ATER. 3 groupes L3.

Enseignement - Vulgarisation

Responsable option de 60h commune aux 2 Masters 1 de l'UNS : Matière molle et biophysique, 25h/an enseignées. Stand fête de la science, conférence dans un lycée, conférence grand public, conférences à des collégiens ...

Expertise

Rapporteur pour des revues telles que : Physical Review E, Eur. Lett., Langmuir, Jou. of Coll. and Interf. Science, Appl. Phys. Lett., Am. Natur., J. of Exp. Bio....

Activités d'encadrement

Activités d'encadrement en tant que Post-doc

- **Sylvia Yang**. Niveau M1, 1 an avec Jacques Dumais, dynamique rapide de végétaux.
- **Jared Westbrook**. Niveau M1, 1 an avec Jacques Dumais, dynamique rapide de végétaux.

Activités d'encadrement en tant que CR : 2006-2011

Thèse

• **Guillaume Huillard**. Co-direction : Jean Rajchenbach. Date de début : 1er octobre 2008. Fin prévue : automne 2011 (Engagement à passer l'HdR avant fin 2011). Sujet : propagation d'ondes élastiques dans des milieux granulaires. Bourse du ministère (ED SFA). J'encadre au jour le jour G. Huillard, sur les différents aspects expérimentaux du projet, le traitement de données, leur interprétation et la modélisation des phénomènes observés. Un article vient de paraître dans Phys. Rev. E, deux sont en préparation. La rédaction du manuscrit de thèse se termine.

• **Mathieu Pellegrin**. Co-Direction : Jean Rajchenbach. 01/10/2011-01/10/2014 : Dynamique de bulles en milieux complexes.

Post-doc

05/2011 - 05/2012 : Encadrement de **Yann Yip Cheung Sang**, Cavitation dans des hydrogels.

ATER

22/10/2010 - 15/09/2011 : Encadrement de **Florence Haudin**, dynamique de bulles dans les fluides complexes, avec Christophe Raufaste.

Stages de M2

2009 : 1 en codirection avec F. Celestini, **Brice Eichwald** : Dynamique de gouttes.

Stages de M1

2007 : 1 sur la propagation d'ondes acoustiques par photoélasticité : **Audrey Durin**.

1 sur l'étude de gels magnétique et instabilités : **Thibault Leplat**.

2008 : 1 en codirection avec F. Celestini et Médéric Argentina sur la dynamique de bille rebondissant sur substrat élastique : **Brice Eichwald**.

2009 : 1 en codirection avec F. Celestini sur de la microfluidique : **Coraline Llorens**.

2010 : 1 sur les sporanges de fougère artificiels et la microfluidique : **Mathieu Pellegrin**.

Stages de L3 (projets tutorés en laboratoire)

2009 : 1 groupe de 3 : Dynamique de gouttes (avec F. Celestini).

2010 : 1 groupe de 2 : Electromouillage.

2011 : 1 groupe de 3 : Electromouillage et superhydrophobie.

Publications personnelles

Publications de thèse

Articles

1. Noblin, X., Buguin, A. and Brochard-Wyart, F. Fast Dynamics of Floating Triple Lines. *LANGMUIR*, Vol. 18, No. 24, pp 9350-9356 (2002)
2. Noblin, X., Buguin, A. and Brochard-Wyart, F. Vibrated sessile drops : Transition between pinned and mobile contact line oscillations. *EUR. PHYS. JOUR. E*, 14, 4, pp 395-404 (2004)
3. Noblin, X., Buguin, A. and Brochard-Wyart, F. Triplon modes of puddles. *PHYSICAL REVIEW LETTERS* (94), art. 166102 (2005).
4. Gérardin, H., Verneuil, E., Constant, A., Dubois, S., Clain, J., Noblin, X., Buguin A., and Brochard-Wyart, F. Dynamics of triple lines at soft interfaces. *EUROPHYSICS LETTERS*. 71, 3, pp 418 (2005).
5. Noblin, X., Buguin, A. and Brochard-Wyart, F. Cascade of shocks in inertial liquid/liquid dewetting. *PHYSICAL REVIEW LETTERS* (96), art. 156101 (2006)

Actes

6. Buguin, A., ; Noblin, X. and Brochard-Wyart F. Inertial dewetting : Shocks and surface waves. 3rd International Symposium on Contact Angle, Wettability and Adhesion, Providence, RI. MAY 20-23, 2002. *CONTACT ANGLE, WETTABILITY AND ADHESION, VOL 3* Pages : 53-65, Editor : Mittal KL (2003)
7. Noblin, X., Buguin, A. and Brochard-Wyart, F. "Vibrations of sessile drops," *EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL-SPECIAL TOPICS* 166, (2009), pp. 7-10.

Publications après la thèse

Articles

8. Noblin, X., Mahadevan, L., Coomaraswamy, I. A., Weitz, D. A., Holbrook, N. M. and Zwieniecki, M. A. Optimal vein density in artificial and real leaves. *PROCEEDINGS OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE UNITED STATES OF AMERICA* 105, 27 (2008), pp. 9140-9144.

9. Noblin, X., Kofman, R. and Celestini, F. Ratchetlike Motion of a Shaken Drop. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 102, 194504 (2009)
10. Noblin, X., Yang, S. and Dumais, J. Surface tension propulsion of fungal spores. JOURNAL OF EXPERIMENTAL BIOLOGY (212 :17), (2009), pp. 2835-2843.
11. Eichwald, B., Argentina, M., Noblin, X. and Celestini, F. Dynamics of a ball bouncing on a vibrated elastic membrane. PHYSICAL REVIEW E, 82 (2010)
12. Celestini, F., Kofman, R., Noblin, X. and Pellegrin, M., Water jet rebounds on hydrophobic surfaces : a first step to jet micro-fluidics, SOFT MATTER, 6, 23, pp. 5872-5876 (2010).
13. Darmanin, T., Amigoni, S., Tabin de Givenchy, E., Guittard, F., Noblin, X., Kofman, R., Celestini, F., Superoleophobic behavior of fluorinated conductive polymer films combining electropolymerization and lithography, SOFT MATTER, 7, 3, pp. 1053-1057 (2011)
14. Huillard, G., Noblin, X., and Rajchenbach, J., Propagation of acoustic waves in a one-dimensional array of noncohesive cylinders, Physical Review E **84**, 016602 (2011)

Actes

15. Noblin, X., Huillard, G. and Rajchenbach, J. "Photoelastic study of acoustic wave propagation in grain packings", in Nakagawa, M. and Luding, S., ed., 'POWDERS AND GRAINS 2009', 6th International Conference on the Micromechanics of Granular Media, Golden, CO, JUL 13-17, 2009, (2009), pp. 439-442.
16. Noblin X., Westbrook J., Rojas N., Argentina M., Dumais J., Biomechanics of fern spores discharge : the sporangium opening, Proceedings of the Sixth Plant Biomechanics Conference, Cayenne, Nov.16-21, 2009, (2009) Pages 179-186, B. Thibaut Editor, UMR EcoFoG, Kourou, French Guyana. ISSN 2105-1089.

Autres

17. X. Noblin, R. Kofman, F. Celestini, Remote control of moving sessile droplets, [http ://arxiv.org/abs/1010.3538](http://arxiv.org/abs/1010.3538). APS-DFD 2010, Gallery of fluid motion.

